www.freeservicemanuals.info 11/14/2023

PHILIPS TECHNISCH TIJDSCHRIFT

JAARGANG 28, 1967, no. 2

Het Mössbauer-effect en zijn toepassing bij het vastestofonderzoek

J. S. van Wieringen

Sinds Mössbauer 10 jaar geleden het effect ontdekte dat naar hem is genoemd en waarvoor hem de Nobelprijs werd toegekend, heeft het praktische toepassing gevonden, met name bij het vastestofonderzoek. Het is vooral geschikt gebleken voor het onderzoek naar de structuur van magnetische stoffen die ijzer bevatten.

Het Mössbauer-effect oftewel de resonantie-absorptie van gammastraling berust, zoals de omschrijving al zegt, op resonantie. Resonantie is een bekend verschijnsel op alle gebieden van natuurkunde en techniek waar trillingen en golven optreden, zoals bij geluids-, oppervlak- en elektromagnetische golven. Bij deze laatste wordt er b.v. gebruik van gemaakt voor het afstemmen van radio-ontvangers, terwijl het ook in het optische gebied al lang bekend is. De aanwezigheid van de Fraunhofer-lijnen in het zonnespectrum berust erop. Het binnenste deel van de zon zendt een continu spectrum uit; atomen die in de buitendelen van de zon voorkomen, kunnen op hun eigen golflengte resoneren en absorberen daardoor juist bij die golflengte het uit het binnenste komende licht. Heeft in dit geval de lichtbron een continu spectrum en de absorber een lijnenspectrum, nog opvallender wordt het als zowel bron als absorber één zelfde frequentie hebben. Kijkt men b.v. door een met natrium geel gekleurde vlam naar een natriumlamp, dan ziet men de vlam donker afsteken tegen de heldere achtergrond van de lamp. Laat men de straling van een ultraviolet-kwiklamp boven een kwikoppervlak op een fluorescerend scherm vallen, dan ziet men op het scherm donkere schaduwen van de boven het kwikoppervlak opstijgende damp. Zowel bij de natriumvlam als bij de kwikdamp ontstaan de waargenomen verschijnselen doordat de vlam en de damp in staat zijn het opvallende licht te absorberen door resonantie.

Aangezien het begrip resonantie bij de langgolvige elektromagnetische straling goed bekend was, is het niet te verwonderen dat men ook poogde het aan te tonen bij de kortgolvige gammastraling (zie *fig. 1a*). Als bron diende hierbij een verzameling radioactieve kernen, die bij de laatste stap van hun desintegratie overgaan van een aangeslagen toestand A naar de

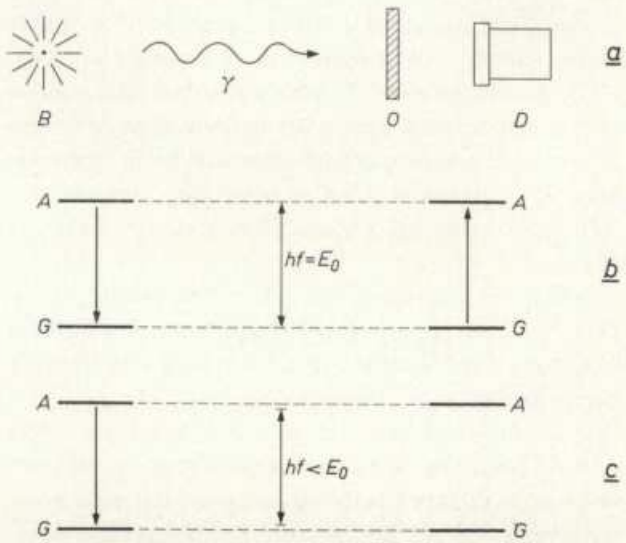


Fig. 1. *a*) Schema voor het waarnemen van resonantie-absorptie van gammastraling. De bron B zendt gammaquanta γ uit, die vallen op een absorber O. De doorlating wordt gemeten door de detector D.
b) Geval van resonantie-absorptie. Een kern in de bron maakt een overgang van het aangeslagen niveau A naar het grondniveau G onder uitzending van een gammaquantum met energie $hf = E_0$. Dit wordt geabsorbeerd in de absorber O, doordat daar een kern aangeslagen wordt van G naar A.
c) Als (*b*), maar rekening houdend met de terugstoot in B en in O ten gevolge van de door het gammaquantum meegevoerde impuls. De energie der quanta is nu te klein om in O een kern aan te kunnen slaan. Er is dus geen resonantie-absorptie.

Dr. J. S. van Wieringen, medewerker van Philips' Natuurkundig Laboratorium, Eindhoven.

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/14/2023

grondtoestand G van een stabiele eindkern onder uitzending van gammastraling. Laat men deze straling vallen op een stof die de stabiele eindkern bevat, dan verwacht men op het eerste gezicht dat er ook absorptie van de straling optreedt door resonantie-absorptie, waarbij de stabiele eindkern in de aangeslagen toestand A komt (zie fig. 1*b*). Dit wordt echter niet waargenomen. Bij nader inzien is dit ook heel begrijpelijk, als men let op de energie- en impulsveranderingen die optreden bij de uitzending van een gammaquantum door een atoomkern. In de begintoestand heeft men hier een aangeslagen kern met energie E_0 en zonder impuls. In de eindtoestand is de energie van het uitgezonden gammaquantum hf; hieraan beantwoordt een impuls hf/c (h is de constante van Planck, f de frequentie en c de lichtsnelheid). Bij vrij beweeglijke atomen en moleculen, d.w.z. in een gasvormige bron, is deze impuls opgenomen door de kern met massa M, die daarbij een snelheid $v = hf/Mc$ krijgt, welke een energie $Mv^2/2 = h^2f^2/2Mc^2$ vertegenwoordigt. Uit de wet van behoud van energie volgt nu:

$$hf = E_0 - (h^2f^2/2Mc^2). \quad . \; . \; . \; . \quad (1)$$

De energie van het uitgezonden gammaquantum hf is dus *kleiner* dan het energieverschil E_0 van grond- en aangeslagen niveau van de kern — dit als gevolg van het feit dat een deel van dit energieverschil gebruikt is om de kern een terugstootsnelheid $v = hf/Mc$ te geven. Geen wonder dus dat een quantum met deze te kleine energie niet in staat is in de absorber een kern uit de grondtoestand G naar de aangeslagen toestand A te brengen, te meer aangezien bij deze aanslag de impuls van het gammaquantum weer aan de absorberende kern zou moeten worden overgedragen, hetgeen opnieuw ten koste van de beschikbare energie gaat (zie fig. 1*c*).

Ook in het optische gebied gelden deze overwegingen. Daar is echter de terugstoot wegens de veel kleinere frequentie f veel zwakker en het hierdoor veroorzaakte energieverlies blijft binnen de breedte die de spectrumlijn normaliter al heeft; zie *fig. 2a*. Hoewel dus zowel de lijn van de bron als die van de absorber iets verschoven zijn, overlappen beide elkaar zoveel dat men praktisch het geval van fig. 1*b* heeft, zodat een goed waarneembare resonantie-absorptie wordt gevonden. Zie daartegenover de relatieve ligging der spectrumlijnen voor de gammastraling in fig. 2*b*.

Wil men bij gammastraling toch resonantie-absorptie vinden, dan zal men dus het door de terugstoot veroorzaakte energieverlies moeten voorkomen. Een soortgelijke gedachte kent men in de ballistiek. Ook een vuurwapen ondervindt een terugstoot bij het afvuren van een projectiel. Het in kazematten en pantserkoepels van forten opgestelde geschut is echter vaak vast verbonden aan het zware muurwerk van het fort (zie *fig. 3*). Zodoende wordt de terugstoot niet door de vuurmond opgenomen, maar door de veel zwaardere massa van het fort, waardoor volgens verg. (1) de terugstootenergie afneemt en de dracht van het projectiel iets (enkele procenten) groter wordt. Ook bij uitzending en ontvangst van gammastraling door atoomkernen kan het energieverlies door terugstoot vermeden of althans voldoende verkleind worden door de kernen te verankeren aan een zware massa, nl. door ze in te bouwen in het kristalrooster van een vaste stof. Inderdaad vond R. L. Mössbauer bij zijn desbetreffende onderzoekingen in 1957 een resonantie-absorptie van gammastraling bij iridiumkernen in een vaste bron en een vaste absorber [1]; zie fig. 2*c*.

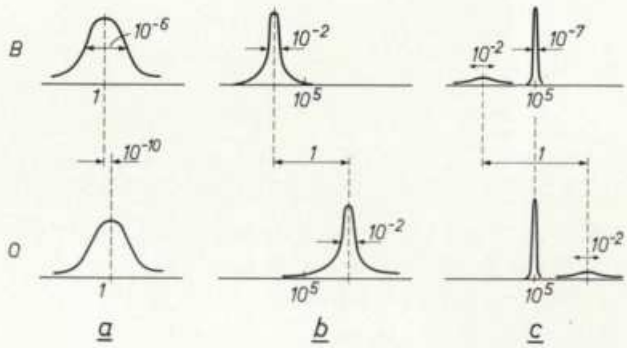


Fig. 2. Energiespectrum van door de bron B uitgezonden straling (boven) en het door de absorber O vereiste spectrum voor resonantie-absorptie (onder), schetsmatig voorgesteld voor drie gevallen. De getallen geven ordes van grootte van energieën en energieverschillen in eV aan.
a) Optisch spectrum. De lijnbreedte is veel groter dan de verschuiving ten gevolge van terugstoot. Er is altijd resonantie-absorptie.
b) Gammastraling in een gas. De energie der quanta is ca. $10^5\times$ zo groot als in het optische geval, de terugstootenergie is daardoor ca. $10^{10}\times$ zo groot. De lijnbreedte is nu zoveel kleiner dan de verschuiving ten gevolge van terugstoot dat de resonantie-absorptie verwaarloosbaar klein is.
c) Gammastraling voor vastestofbron en -absorber. Doordat een deel der overgangen, de zg. Mössbauer-fractie, niet verschoven is ten gevolge van terugstoot, is er resonantie-absorptie mogelijk.

Hoewel het voorgaande het wezenlijke van de resonantie-absorptie van gammastraling weergeeft, is de praktijk ingewikkelder, doordat de binding van de kern aan het kristalrooster niet volkomen star is. Dit gaat niet zo ver dat de kern door de terugstoot geheel van zijn plaats raakt; de hier beschouwde gammaquanta zijn daarvoor te klein. De terugstoot-*impuls* moet dan ook inderdaad door het gehele rooster opgenomen worden. Het is echter wel mogelijk dat hierbij terugstoot-*energie* voor de gammastraling verloren gaat, doordat in het niet volledig starre kristalrooster trillingen opgewekt worden, die uiteindelijk via de steeds aanwezige dempingsmechanismen in warmte worden omgezet.

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/14/2023

Een theoretische behandeling van het hier aangeduide verschijnsel is niet eenvoudig, want hiertoe moet men de koppeling beschouwen van twee gequantiseerde stelsels: de kern, die een overgang uitvoert tussen twee energieniveaus onder uitzending van gammastraling, en de roostertrillingen, die tijdens deze uitzending via de koppeling aangeslagen worden. De voornaamste eigenschappen van de uitgezonden of geabsorbeerde straling kunnen echter ook relatief eenvoudig uit een klassiek model worden afgeleid. De volledige berekening volgens de quantummechanica blijkt hetzelfde resultaat op te leveren. Dit resultaat kan als volgt worden beschreven.

a) Een deel der gamma-overgangen is resonant, d.w.z. de bij deze overgangen vrijkomende energie E_0 wordt geheel omgezet in gammastraling met frequentie $f_0 = E_0/h$.

b) De bij deze overgangen behorende spectrumlijn wordt niet verbreed door de warmtebeweging van de kern, ze wordt uitsluitend bepaald door de „natuurlijke lijnbreedte", welke ontstaat doordat de aangeslagen toestand A een beperkte levensduur heeft.

c) De relatieve sterkte der resonante overgangen, ook wel Mössbauer-fractie genoemd, wordt gegeven door:

$$g = \exp(-4\pi^2\overline{x^2}/\lambda^2), \quad \ldots \quad (2)$$

waarbij $\overline{x^2}$ het kwadraat van de middelbare verplaatsing van de kern door de warmtebeweging voorstelt. Deze sterkte is dus groter naarmate de kern minder beweegt en de gammastraling een grotere golflengte λ heeft.

d) De overige overgangen, waarbij de gammafrequentie door de wisselwerking met de roostertrillingen afwijkt van f_0, worden sterk verbreed door de warmtebeweging van de kern.

Uit de volledige berekening blijkt dat men $\overline{x^2}$ kan berekenen door het gemiddelde van x^2 te nemen over de gewone warmtebeweging van een roosterpunt [2]. Voert men deze middeling uit voor het Debije-model van de roostertrillingen [3], dan vindt men een gamma-frequentiespectrum als aangegeven in fig. 2c.

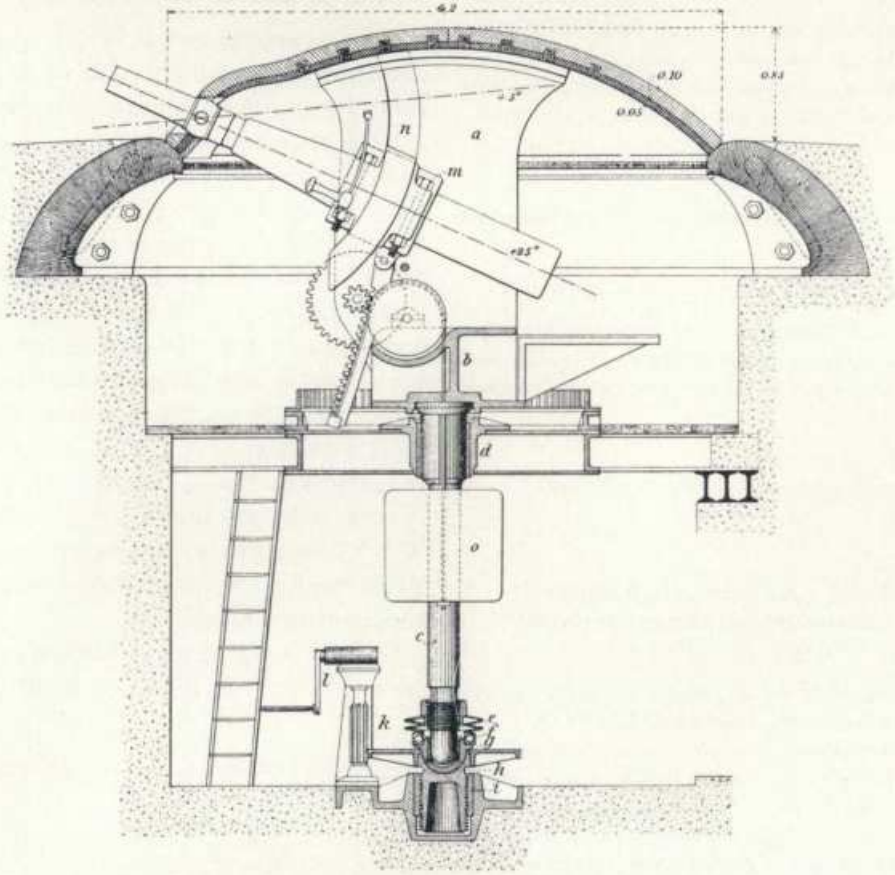


Fig. 3. Onderdrukking van terugstootverliezen door de bron te verankeren aan een zware massa. In de ballistiek is dit toegepast bij vast opgestelde vuurmonden, zoals het hier afgebeelde 15-cm-kanon met pantseraffuit uit 1900, waarvan er nog een aanwezig is op het fort bij Velsen. (Uit: L. J. Spanjaerdt Speckman, Duurzame versterkingskunst, Breda 1934.)

[1] R. L. Mössbauer, Z. Physik **151**, 124-143, 1958.

[2] Dit is niet vanzelfsprekend, daar het van te voren niet uitgesloten is dat de beweging van de kern in het rooster ten gevolge van de uitzending of absorptie van een gammaquantum verandert.

[3] Zie voor dit model b.v. J. Volger, Fysisch onderzoek bij lage temperatuur, III, Philips techn. T. **22**, 280-290, 1960.

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/14/2023

De klassieke afleiding van de eigenschappen (a)-(d) moge hier nog heel kort worden geschetst.

Men beschouwt de kern als een stralingsbron met frequentie f. Doordat de kern niet stilstaat, maar beweegt met snelheid $v(t)$ ten gevolge van de roostertrillingen, heeft de uitgezonden elektromagnetische golf door Doppler-effect een frequentieverschuiving

$$f(t) = f_0 \left[1 + v(t)/c\right].$$

Ten gevolge hiervan wordt de tijdsafhankelijkheid van het elektromagnetische veld niet gegeven door een factor

$$\exp(2\pi j f_0 t),$$

zoals bij stilstaande bron, maar door

$$h(t) = \exp\left[2\pi j \int_0^t f(t')\mathrm{d}t'\right] = \exp(2\pi j f_0 t) \exp\left[2\pi j x(t)/\lambda\right],$$

waarin $x(t)$ de verplaatsing van de bron uit de evenwichtsstand en λ de golflengte van de gammastraling voorstelt.

Wij willen eerst het geval bekijken dat de kern een eenvoudige harmonische beweging uitvoert, met amplitude x_0 en frequentie F, dus:

$$x = x_0 \sin 2\pi F t.$$

De tijdsafhankelijkheid van de uitgezonden elektromagnetische golf is dan:

$$h(t) = \exp(2\pi j f_0 t) \exp\left[2\pi j (x_0/\lambda) \sin 2\pi F t\right].$$

Hoe ziet het frequentiespectrum hiervan er uit, met andere woorden, hoe wordt deze uitdrukking ontbonden in eenvoudige harmonische termen? De tweede factor kan men ontwikkelen naar $(x_0/\lambda) \sin 2\pi F t$:

$$\exp\left[2\pi j (x_0/\lambda) \sin 2\pi F t\right] = 1 + 2\pi j (x_0/\lambda) \sin 2\pi F t - 2\pi^2 (x_0/\lambda)^2 \sin^2 2\pi F t + \ldots.$$

Dan wordt:

$$\begin{aligned} h(t) &= \exp(2\pi j f_0 t) + \\ &+ \pi (x_0/\lambda) \left[\exp(2\pi j F t) - \exp(-2\pi j F t)\right] \exp(2\pi j f_0 t) - \\ &- \tfrac{1}{2} \pi^2 (x_0/\lambda)^2 \left[2 - \exp(4\pi j F t) - \exp(-4\pi j F t)\right] \exp(2\pi j f_0 t) + \ldots \\ &= \exp(2\pi j f_0 t) \left[1 - \pi^2 (x_0/\lambda)^2 + \ldots\right] + \ldots \qquad (3) \end{aligned}$$

Uit deze ontwikkeling blijkt dat er, behalve een term met frequentie f_0, ook zijbanden zijn met frequenties $(f_0 \pm F)$, $(f_0 \pm 2F)$, enz. De eerste is degene die aanleiding geeft tot resonantieabsorptie. Zolang de amplitude van de kernbeweging x_0 klein is ten opzichte van de golflengte λ van de gammastraling, volgt de relatieve intensiteit van de centrale absorptielijn door kwadrateren van de coëfficiënt van $\exp(2\pi j f_0 t)$ in (3), dus $\left[1 - (2\pi^2 x_0^2/\lambda^2)\right]$.

Het is eenvoudig dit betoog uit te breiden tot het algemene geval van willekeurige beweging van de bron. Dan kan de plaats van de bron ontbonden worden in een fourierreeks:

$$x = \sum_{n=1}^{N} x_n \sin(2\pi n F t + \varphi_n),$$

waarin nF de frequentie en φ_n de faze van de roostergolven voorstelt. De tijdsafhankelijkheid van de elektromagnetische golf wordt nu:

$$h(t) = \exp(2\pi j f_0 t) \sum_{n=1}^{N} \exp\left[2\pi j (x_n/\lambda) \sin(2\pi n F t + \varphi_n)\right].$$

Ontwikkelt men weer de tweede factor, dan ziet men allereerst dat de zijbanden sterk verbreed worden, doordat allerlei frequenties nF optreden in plaats van alleen F, en bovendien dat de banden onderling gaan mengen. De beweging van de kern door de roostertrillingen heeft aldus tot gevolg dat vooral de zijbanden verbreed worden. Deze lijnverbreding treedt echter niet op voor de term met frequentie f_0. Deze heeft nu een intensiteit

$$g \approx \prod_{n=1}^{N} \left[1 - (2\pi^2 x_n^2/\lambda^2)\right].$$

Dit wordt vereenvoudigd door te schrijven:

$$\ln g \approx \sum_{n=1}^{N} \ln\left[1 - (2\pi^2 x_n^2/\lambda^2)\right] \approx -4\pi^2 (\overline{x^2}/\lambda^2),$$

waarin

$$\overline{x^2} \equiv \tfrac{1}{2} \sum x_n^2$$

de middelbare verplaatsing van de kern door de warmtebeweging voorstelt. De relatieve intensiteit van de resonante straling wordt derhalve gegeven door formule (2).

Waarneembaarheid van het Mössbauer-effect

Naar we hebben gezien, berust het Mössbauer-effect erop dat in de kernen van zowel de bron als de absorber gamma-overgangen kunnen voorkomen waarbij geen roostergolven betrokken zijn. De waarschijnlijkheid g voor deze overgangen wordt gegeven door formule (2). Voor een goed waarneembaar effect dient g zowel in bron als absorber groot te zijn. Er is reeds opgemerkt dat dit verkregen wordt als de warmtebeweging der kernen gering is — hetgeen bevorderd kan worden door bron en absorber op lage temperatuur te brengen — en bij langgolvige (zachte) gammastraling. De kernovergangen waarvoor tot dusver het Mössbauer-effect is waargenomen (zie *fig. 4*) hebben dan ook alle een gamma-energie E_0 van hoogstens ongeveer 150 keV; om aan de bovenkant van dit gebied (boven ongeveer 50 keV) het effect waar te nemen, moet men zijn toevlucht nemen tot temperaturen in de buurt van het kookpunt van helium.

De toepassing van het Mössbauer-effect voor het vastestofonderzoek, die we in dit artikel willen bespre-

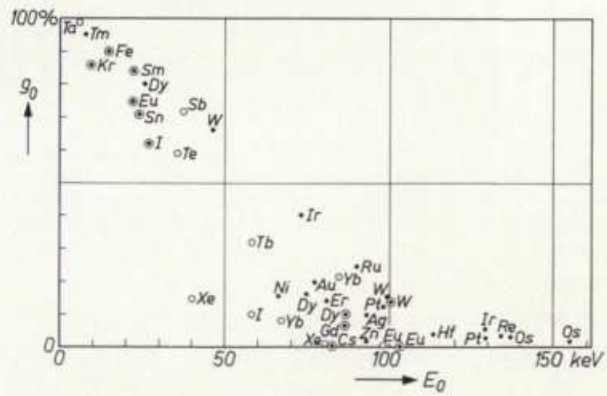


Fig. 4. Mössbauer-fractie g_0 en quantumenergie E_0 van de gammastraling voor de nuclides waarbij het Mössbauer-effect tot nu toe is gevonden; de waarde van g_0 geldt bij 0 °K en als het nuclide is ingebouwd in zijn eigen chemisch element. De met een leeg cirkeltje aangegeven nuclides worden in de aangeslagen toestand verkregen door desintegratie van kunstmatig radioactieve kernen met een levensduur van ten minste 30 dagen; de met een omcirkelde punt aangegeven nuclides hebben bovendien een natuurlijke lijnbreedte kleiner dan 1 mm/s. (Dat we de lijnbreedte in mm/s opgeven, wordt hieronder nog toegelicht.)

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/14/2023

ken, berust erop dat het hierdoor mogelijk wordt *kleine splitsingen in de kernniveaus te meten die worden veroorzaakt door elektrische en magnetische velden ter plaatse van een ingebouwde kern*. In vele gevallen zijn deze splitsingen tot dusver alleen met behulp van het Mössbauer-effect te meten. Ook kernspinresonantie kan gebruikt worden voor dit soort onderzoek; de voor- en nadelen van beide methodes komen later nog ter sprake.

De resonantie-absorptie van gammastraling als functie van de frequentie heet in analogie met het optische geval het Mössbauer-spectrum. Vertonen de desbetreffende kernniveaus een elektrische of magnetische splitsing, dan treedt in het Mössbauer-spectrum splitsing van lijnen op. Deze splitsingen zijn slechts waarneembaar indien de lijnbreedte van de resonante lijn, die zoals wij zagen bepaald wordt door de levensduur van de aangeslagen toestand, niet te groot is. Deze eis begrenst de toegelaten levensduur van het aangeslagen niveau. In de praktijk mag deze levensduur niet korter zijn dan ongeveer 10^{-9} seconde.

Ten slotte zijn er nog praktische beperkingen gesteld door het al of niet beschikbaar zijn van een geschikte bron. De bron dient kernen van het gewenste nuclide in de aangeslagen toestand A te bevatten. In enkele gevallen is het gelukt deze in voldoende aantal te vormen door deze kernen in de grondtoestand aan te slaan met behulp van versnelde protonen of andere zware deeltjes [4]. In de praktijk wordt de toepassing van deze methode tot dusver echter beperkt door de omvangrijke apparatuur die ervoor nodig is. Men gaat liever uit van kunstmatig verkregen radioactieve kernen die bij desintegratie overgaan in de aangeslagen toestand A van het gewenste nuclide en van daaruit naar de grondtoestand G. Om goed te kunnen meten, mag de radioactieve uitgangskern geen te korte levensduur hebben. Voor een laboratorium dat niet vlak bij de producent der uitgangskernen (een reactor of een cyclotron) is gevestigd, is een halveringstijd van ca. 30 dagen wel een wenselijk minimum. Men bedenke hierbij dat het uitgangsnuclide vaak nog allerlei chemische bewerkingen moet ondergaan, eer het als Mössbauer-bron bruikbaar is. Zoals blijkt uit fig. 4, voldoen aan al deze eisen nuclides van de elementen Eu, Fe, I, Kr, Sm en Sn, en — bij de temperatuur van vloeibaar helium — Cs, Dy, Eu, Gd, Yb en W.

Van deze nuclides is er één voor Mössbauer-experimenten welhaast ideaal, terwijl het bovendien nog in vele technisch en wetenschappelijk interessante materialen voorkomt. Dit is ^{57}Fe, een isotoop dat voor 2,2% in natuurlijk ijzer voorkomt. De gamma-energie is slechts 14,4 keV; volgens verg. (2) is dus een relatief grote waarde van de Mössbauer-fractie g te verwachten, waardoor metingen in een groot temperatuurgebied (tot ongeveer 1000 °C) mogelijk zijn. De levensduur van de aangeslagen toestand is bijzonder lang, nl. $9{,}8 \times 10^{-8}$ s. Als bron gebruikt men ^{57}Co, dat vrij gemakkelijk gemaakt kan worden in een cyclotron volgens de reactie ^{56}Fe(d,n)^{57}Co of ^{60}Ni(p,α)^{57}Co en de zeer gunstige halveringstijd van 267 dagen bezit. Het desintegratieschema is weergegeven in *fig. 5*.

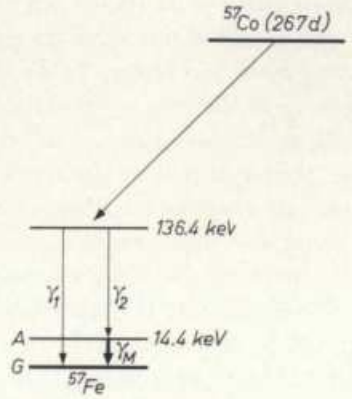


Fig. 5. Desintegratieschema van ^{57}Co, dat als uitgangsnuclide gebruikt wordt voor Mössbauer-metingen met ^{57}Fe. Het ^{57}Co is radioactief; door vangst van elektronen uit de K-baan in de Co-kern, de zg. K-vangst, gaat het over in een *aangeslagen* toestand van ^{57}Fe. Deze ligt 136,4 keV boven de grondtoestand G van ^{57}Fe, de ontstane kern gaat met uitzending van gammastraling γ_1 of $\gamma_2 + \gamma_M$ in G over. De laatste van deze beide mogelijkheden gaat via de lagere aangeslagen toestand A en geeft de gewenste gammastraling γ_M van 14,4 keV.

Opstelling voor het meten van Mössbauer-spectra

Voor de meting van Mössbauer-spectra wordt een in de spectroscopie gebruikelijke techniek toegepast: de doorlating door het te meten preparaat, dat de absorberende kernen ^{57}Fe bevat, wordt gemeten als functie van de frequentie f van de opvallende straling [5]. Als bron voor de opvallende straling wordt ^{57}Co gebruikt, ingebouwd in een stof waar de desintegrerende kernen bij 14,4 keV — bij de Mössbauer-overgang dus — één smalle gammalijn uitzenden. Om het absorptiespectrum af te tasten, dient nu nog de frequentie van deze gammastraling continu gevarieerd te worden. Hoe moeilijk het op het eerste gezicht ook lijkt om de frequentie van radioactieve straling te wijzigen, bij Mössbauer-metingen is dit in voldoende mate mogelijk, nl. eenvoudig door de bron te *bewegen*. Is de bronsnelheid in de richting van de absorber v, dan wordt door het Doppler-effect voor een stilstaande waarnemer (de absorber) de frequentie $f = f_0(1 + v/c)$. Met in het labo-

[4] S. L. Ruby en R. E. Holland, Phys. Rev. Letters **14**, 591, 1965 (no. 15).

[5] In plaats van absorptie wordt ook wel emissie gemeten, maar dit is minder gebruikelijk omdat dan ieder onderzocht preparaat radioactief moet zijn en radiochemisch bereid moet worden. Ook is het mogelijk in plaats van de absorptie de door de absorber verstrooide straling te meten. Deze metingen zijn echter minder gevoelig en worden vrijwel nooit toegepast.

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/14/2023

ratorium bereikbare snelheden is hiermee uiteraard maar een uiterst kleine relatieve frequentieverandering te bereiken. Deze is echter voldoende wegens de uitzonderlijk kleine lijnbreedte der Mössbauer-lijnen (zie fig. 2*c*). Ook de splitsingen in de spectra die we willen vaststellen zijn klein. Voor ^{57}Fe kunnen met een snelheid variërende van 0 tot 10 mm/s alle spectra afgetast worden.

Het Mössbauer-effect geeft slechts een zwakke absorptie; voor een voldoend nauwkeurige meting moet men daarom een lange tijd meten. In die tijd legt de bron een lange weg af, die men om praktische redenen splitst in vele kleine stukjes: men laat de bron heen en weer bewegen. Men kan b.v. de bron met eenparige snelheid $+v$ naar de absorber toe bewegen, vervolgens met $-v$ weer terug, enz. Telt men de doorgelaten straling tijdens alle heen- en alle terugbewegingen afzonderlijk op, dan vindt men de totale doorlating bij $+v$ en bij $-v$ en heeft op deze wijze twee meetpunten van het absorptiespectrum tegelijk bepaald. Hierna wordt de meting herhaald bij een andere snelheid v, enz.

Bij een andere, veel gebruikte, methode beweegt de bron niet eenparig heen en weer, maar met een continu variërende snelheid tussen nul en een maximumwaarde, b.v. doordat de bron een harmonische beweging uitvoert. De door de absorber doorgelaten stralingsintensiteit wordt gesorteerd naar bijbehorende snelheid in een meerkanaals-analysator, die tevens zorgt dat bij iedere snelheid de bijbehorende doorlating gesommeerd wordt over alle heen- en weergangen van de bron.

Beide meetmethodes hebben hun voordelen en beide worden dan ook in de praktijk gebruikt. Een nadeel van de eerste methode is dat een lange tijd verloopt tussen de meting bij de eerste en de laatste snelheid; ze ondervindt daardoor veel invloed van langzame veranderingen in de gevoeligheid van de stralingsdetectie. Dit nadeel geldt niet voor de tweede methode, welke echter duurder is en niet de mogelijkheid kent om een beperkt deel van het spectrum afzonderlijk te meten: ook als men slechts in een beperkt deel van het spectrum geïnteresseerd is, moet men bij de tweede methode het gehele snelheidsgebied van de spectrometer doorlopen, hetgeen de meettijd nodeloos verlengt.

Bij de spectrometer geconstrueerd in Philips' Natuurkundig Laboratorium te Eindhoven [6] komt de bronbeweging op de volgende wijze geheel mechanisch tot stand. Een 40 cm lange staaf L heeft een vaststaand scharnier K aan het ene einde (zie *fig. 6* en *7*). Het andere einde wordt met behulp van een komschijf C door een synchrone motor M zodanig gedreven dat het eenparig heen en weer beweegt over een afstand van 13 mm, heen met $+10$ mm/s, terug met -10 mm/s. De snelheid van een punt N van de staaf ligt dus — afhankelijk van zijn afstand l tot het scharnierpunt — tussen 0 en 10 mm/s. Deze beweging wordt overgebracht op de ^{57}Co-bron B via twee zuigers in cilinders P_1 en P_2 en een olieleiding I, welke dient om mechanische trillingen te dempen. Deze trillingen beperken nl. het scheidend vermogen wanneer zij zich voortplanten tot in de bronbeweging.

De impulsen die de door de absorber O doorgelaten gammastraling veroorzaakt in de telbuis D, worden verder verwerkt in het rechts in fig. 6 omrande, elektronische, deel der opstelling. Zij worden eerst versterkt in de voorversterker A, waarna in de discriminator E alleen de impulsen afkomstig van γ_M-straling, met 14,4 keV (zie fig. 5), doorgelaten worden, terwijl de van andere gammastraling (b.v. γ_1 en γ_2 in fig. 5) afkomstige impulsen onderdrukt worden. In de schakeling F, die bestuurd wordt door contacten op komschijf C, worden de γ_M-impulsen gesorteerd naar positieve bronsnelheid $+v$ en negatieve bronsnelheid $-v$. In beide kanalen worden de impulsen geteld en het aantal opgeslagen in de geheugens G_+ en G_-, totdat de klok H aangeeft dat de meettijd voor snelheid $\pm v$ verstreken is. De in G_+ en G_- verzamelde aantallen worden dan uitgelezen en uitgetikt door schrijfmachine T.

Voor de volgende meting, bij snelheid $\pm v'$, moet de afstand l gewijzigd worden. Dit gebeurt automatisch doordat het links in fig. 6 gelegen deel der opstelling (M-C-L) zich bevindt op een wagen U, die met behulp van motor m in pijlrichting opgeschoven kan worden. Bij het opschuiven van M-C-L-K blijven N, I en B op hun plaats.

Ten slotte krijgt men de volledige uitkomst van de meting als een reeks getalparen, die aangeven de sterkte van de door de absorber doorgelaten gammastraling als functie van de snelheden $+v$ en $-v$. Deze getallen geven, uitgezet tegen v, het gezochte Mössbauer-spectrum. De ligging en breedte van de spectrumlijnen worden nu ook eenvoudig opgegeven in snelheidseenheden.

Het Mössbauer-spectrum van ijzerkernen

Bij ^{57}Fe hebben de grondtoestand G en de aangeslagen toestand A geen enkelvoudige energieniveaus. De grondtoestand heeft twee niveaus, waartussen wegens het bezit van een magnetisch dipoolmoment een splitsing optreedt als de ijzerkern zich in een magneetveld H bevindt (zie *fig. 8b*). De aangeslagen toestand heeft vier niveaus; ook hiertussen treedt door het magnetisch dipoolmoment een splitsing op in een magneetveld H. Bovendien treedt er, doordat de kern in deze toestand A ook een elektrisch zg. quadrupoolmoment heeft, een gedeeltelijke splitsing in twee niveaus op in een inhomogeen elektrisch veld F, waarin dus F een gradiënt heeft (fig. 8*c*). Bevindt de kern zich zowel in een magnetisch als in een inhomogeen elektrisch veld, dan wordt de splitsing van A ingewikkelder. Het eenvoudigste geval — richting van H en grad F evenwijdig — is voorgesteld in fig. 8*d*. Ook de bijbehorende spectra zijn in fig. 8 geschetst.

[6] Deze opstelling is ontwikkeld uit die welke beschreven is door J. J. van Loef in Ned. T. Natuurk. **30**, 293, 1964.

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/14/2023

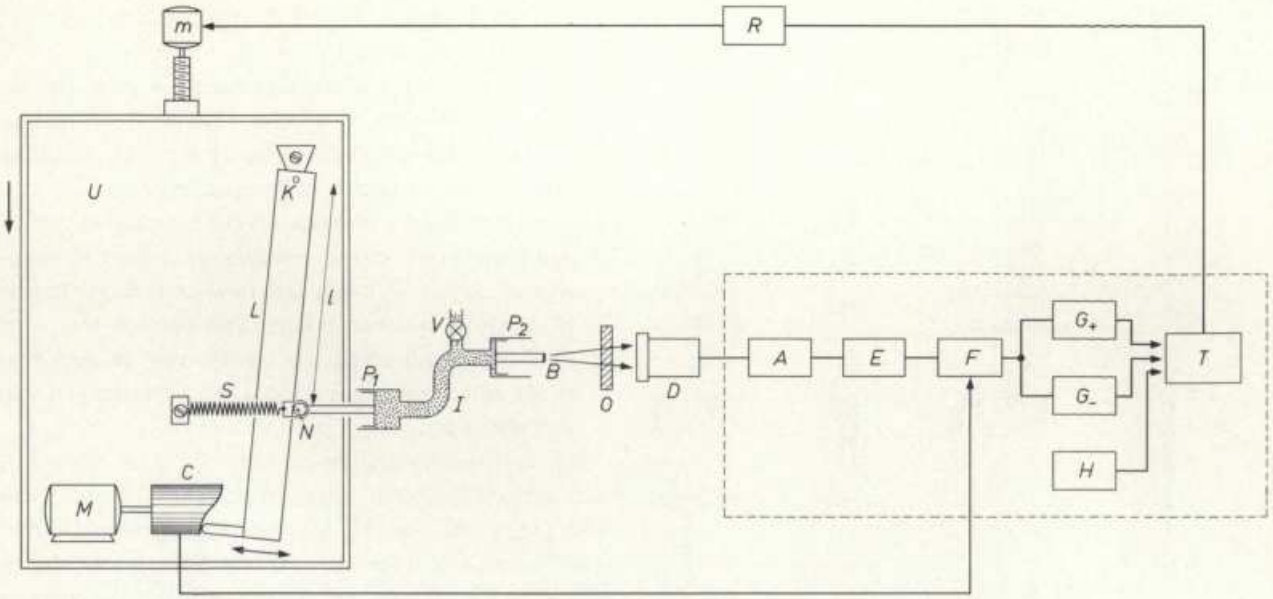


Fig. 6. Principeschema van de opstelling voor Mössbauer-metingen aan ^{57}Fe. Links het op een wagen U geplaatste mechanische deel der opstelling. De motor M geeft via een komschijf C een heen- en weergaande beweging aan het uiteinde van de staaf L, die draait om punt K. Het nokje N, op instelbare afstand l van K, wordt door de veer S tegen de staaf L gedrukt en draagt zijn heen- en weergaande beweging over op de bron B via twee zuigers P_1 en P_2 en een olieleiding I, welke is tussengeschakeld om te voorkomen dat trillingen van M op B worden overgebracht. Het vullen van I zonder luchtbellen kan geschieden via kraan V. De gammastraling van B die door de absorber O gaat, veroorzaakt impulsen in telbuis D. Deze impulsen worden verder bewerkt in het elektronische deel van de opstelling (gestippelde rechthoek rechts). De impulsen worden versterkt in A, de 14,4-keV-impulsen uitgezeefd in de discriminator E, en in schakeling F gescheiden in impulsen die doorgelaten zijn bij resp. positieve en negatieve bronsnelheid. De getelde aantallen worden verzameld resp. in de geheugens G_+ en G_-. Na de vooraf ingestelde meettijd, bepaald door klok H, worden de in G_+ en G_- verzamelde getallen uitgetikt door T. Wanneer dit klaar is, wordt de meting automatisch voortgezet bij een andere bronsnelheid (dus andere waarde van l). Hiertoe wordt eerst de wagen U opgeschoven in de pijlrichting door de motor m, welke bestuurd wordt door schakeling R.

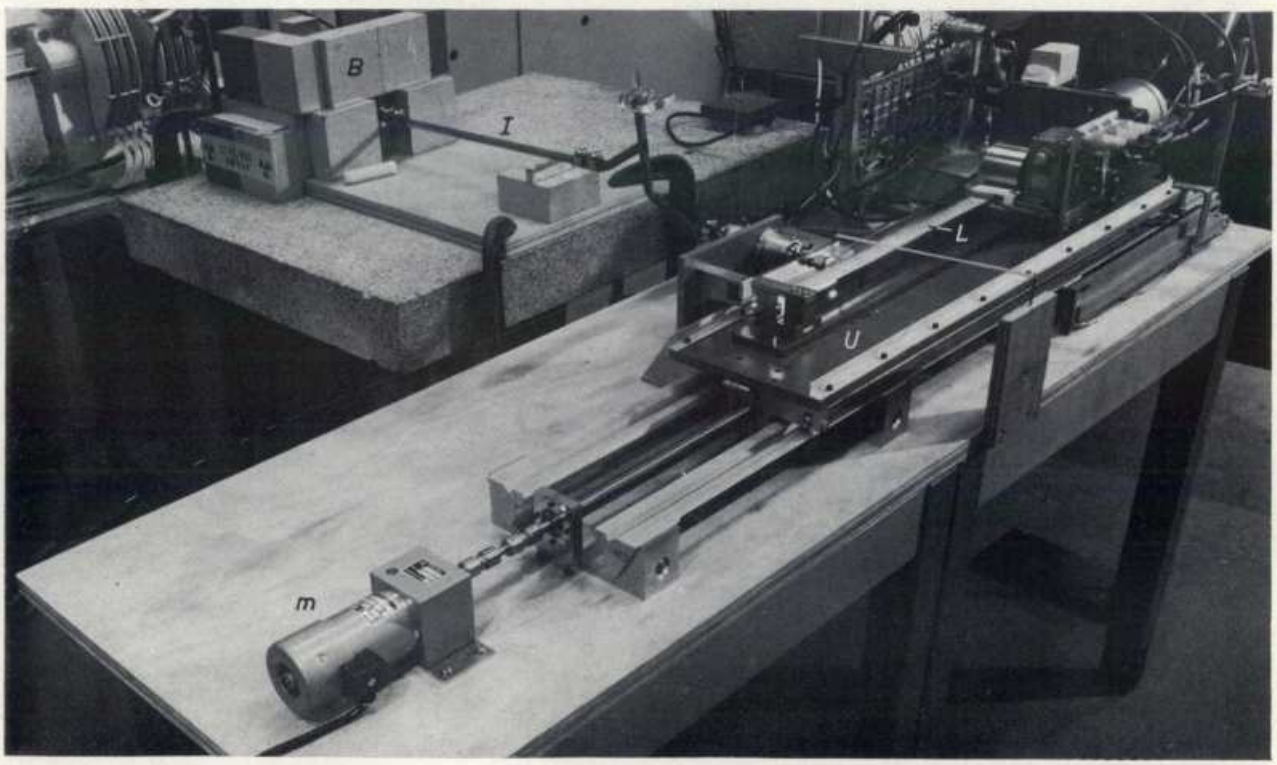


Fig. 7. De opstelling voor Mössbauer-metingen in het Philipslaboratorium te Eindhoven [6]. De letters komen overeen met die in fig. 6.

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/14/2023

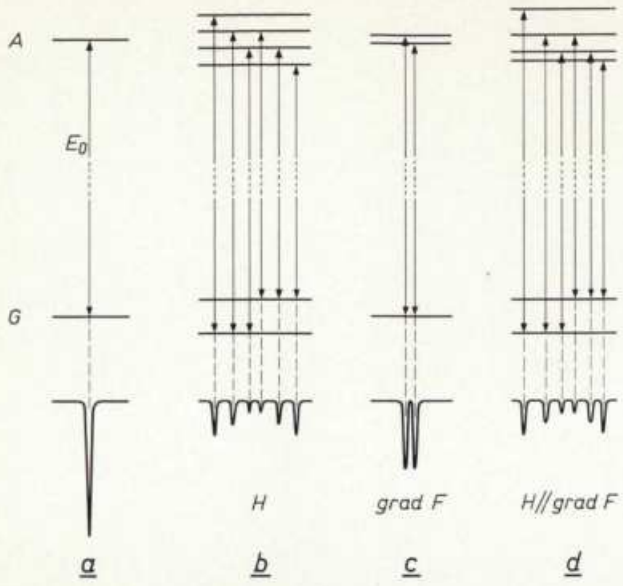


Fig. 8. Splitsing van grondtoestand G en aangeslagen toestand A van het nuclide ^{57}Fe, indien dit zich bevindt in verschillende magnetische en elektrische velden. Onder: de bijbehorende spectra, d.w.z. doorlating als functie van frequentie (of bronsnelheid). *a*) Ongesplitste toestanden in de vrije kern. Het energieverschil tussen A en G is $E_0 = 14{,}4$ keV.
b) In een magneetveld H splitst G zich in twee niveaus en A in vier niveaus op onderling gelijke afstand. In ferromagnetische stoffen komen plaatselijke velden tot ongeveer 500 000 gauss voor. De bijbehorende splitsing is van de orde van 10^{-9} keV. Het absorptiespectrum in een polykristallijn preparaat bestaat uit zes lijnen en is symmetrisch.
c) In een inhomogeen elektrisch veld F splitst G zich niet, maar A splitst zich in tweeën, evenredig met grad F. In vaste stoffen kunnen splitsingen tot ongeveer 10^{-10} keV voorkomen.
d) Is er een magnetisch veld tegelijk met een inhomogeen elektrisch veld, dan treedt een asymmetrische splitsing van A op. Getekend is de situatie voor het geval dat H en grad F evenwijdig zijn. Het spectrum bestaat dan weer uit zes lijnen als in (*b*), maar is nu asymmetrisch.

Hoewel in een magneetveld de toestand G twee en A vier niveaus heeft en men dus acht overgangen zou verwachten, zijn er in fig. 8*b* en *d* slechts zes, daar de andere twee „verboden" zijn. Als men de kernen aanslaat met een bundel gammastralen die evenwijdig is aan het veld H, zijn er zelfs vier van de acht overgangen verboden. Alle acht overgangen kunnen alleen optreden als de kern zich bevindt in een magneetveld H en een inhomogeen elektrisch veld F waarvan de gradiënt *niet* evenwijdig is aan H.

Behalve voor H en grad F, is het spectrum bovendien nog gevoelig voor de aanwezigheid van elektrische lading bij de kern. Het energieverschil E_0 en daarmee de plaats van de absorptielijn (of, als deze gesplitst is, het zwaartepunt der lijnen) worden er enigszins door beïnvloed. Dit komt doordat in toestand A de kern iets kleiner is dan in toestand G. De wisselwerkingsenergie met een elektrische ruimtelading is derhalve voor A en G iets verschillend. Het verschil is evenredig met de ruimteladingsdichtheid, welke weer afhangt van de stof waarin het ijzer zich bevindt.

Samenvattend zien wij dat de Mössbauer-spectra van ^{57}Fe op de volgende wijze beïnvloed worden door de stof waarin het ijzer is ingebouwd.

1) Het zwaartepunt der overgangen hangt af van de ladingsdichtheid ter plaatse van de ijzerkern; in ionogene ijzerverbindingen is er b.v. een duidelijk verschil tussen twee- en driewaardig Fe.
2) Een inhomogeen elektrisch veld ter plaatse van de ijzerkern geeft een quadrupoolsplitsing; de aanwezigheid van zo'n splitsing bewijst derhalve dat de plaatselijke symmetrie lager dan kubisch is.
3) Ook een magneetveld ter plaatse van de kern verraadt zijn aanwezigheid door het veroorzaken van lijnsplitsingen.

Bij kernspinresonantie-metingen [7] kan men uitsluitend splitsingen in de grondtoestand G bepalen. Bij ^{57}Fe brengt dit mee dat alleen een magneetveld H het spectrum kan beïnvloeden; over de ladingsdichtheid en grad F kan men met kernspinresonantie dus niets te weten komen. Bovendien zijn kernspinresonantiemetingen minder gevoelig, en ze zijn lastig uit te voeren indien H (en dus de splitsing van G) sterk verschillende waarden kan aannemen. Daar staat tegenover dat het scheidend vermogen niet, zoals bij Mössbauer-metingen, beperkt wordt door de levensduur van het aangeslagen niveau A, zodat de meting nauwkeuriger kan zijn. Bovendien is kernspinresonantie bruikbaar voor een groter aantal nuclides.

De spectra worden meestal gemeten aan stoffen met een hoog ijzergehalte. De ijzeratomen op overeenkomstige roosterplaatsen hebben dan een sterke onderlinge wisselwerking. Het gevolg is dat het spectrum bepaald wordt door de *gemiddelde* toestand van deze atomen. Voor de onder (1) en (2) genoemde verschijnselen maakt dit meestal geen verschil, daar de elektrische lading en het elektrische veld voor atomen op overeenkomstige plaatsen gelijk zijn. Dit laatste geldt echter niet voor het magneetveld. Het magneetveld ter plaatse van de kern van een ijzeratoom of -ion wordt voornamelijk bepaald door het magnetisch moment der tot het atoom of ion behorende elektronen. Bij sterke wisselwerking met ijzer op overeenkomstige roosterplaatsen wisselt dit magnetisch moment van de elektronen voortdurend van richting. Uit het bovenstaande volgt dus dat de gemeten splitsingen dan evenredig zijn met het gemiddelde magnetische moment van de groep overeenkomstige atomen of ionen. Vaak vormt zo'n groep een magnetisch deelrooster; uit het Mössbauer-spec-

[7] Zie b.v. D. J. Kroon, Kernspinresonantie, Philips techn. T. **21**, 278-292, 1959.
[8] G. K. Wertheim en J. P. Remeika, Phys. Letters **10**, 14, 1964.
[9] K. J. de Vos, Philips Res. Repts. **18**, 405-412, 1963; zie ook K. J. de Vos, diss. T.H. Eindhoven, 1966.
[10] E. C. Stoner en E. P. Wohlfarth, Phil. Trans. Roy. Soc. **A 240**, 599, 1948.
[11] J. S. van Wieringen en J. G. Rensen, Z. angew. Phys. **21**, 69-70, 1966 (no. 2).

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/14/2023

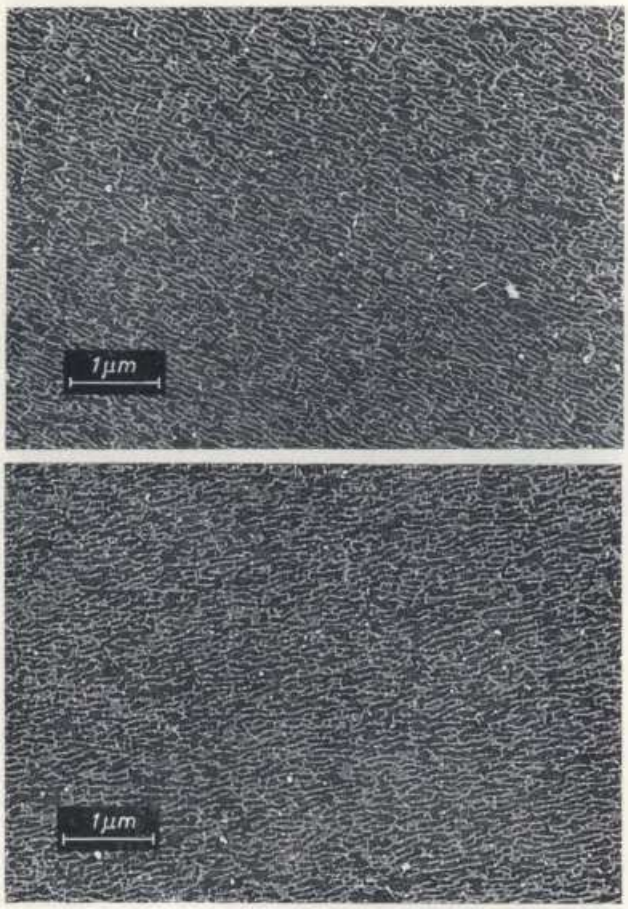


Fig. 9. Elektronenmicrofoto's van „Ticonal".
a) Na afkoelen in een magneetveld. Zonder temperen zijn langwerpige gebieden ontstaan met een periodiciteit van ongeveer 40 nm.
b) Idem na temperen. Hoewel de magnetische eigenschappen door het temperen veranderd zijn, is er in de elektronenmicroscoop geen verschil te zien.

trum volgt dus de gemiddelde magnetisering van het deelrooster. Als gevolg van deze middeling wordt in paramagnetische stoffen — waarin, zolang zij zich niet in een uitwendig magnetisch veld bevinden, het gemiddelde magnetische moment van de elektronen nul is — geen magnetische splitsing in het spectrum gevonden. Een uitzondering is Fe in Al_2O_3, waar de onderlinge wisselwerking der ijzerionen voldoende klein gemaakt kon worden door te werken met lage ijzerconcentratie en lage temperatuur [8].

Enkele voorbeelden van toepassing

„Ticonal", een groep van legeringen voor permanente magneten, ondergaat de volgende bewerkingen om de beste magnetische eigenschappen te bereiken:

1) homogeniseren bij 1260 °C, daarna afschrikken,
2) langzaam koelen van 900 tot 600 °C in een magneetveld, gevolgd door afschrikken,
3) temperen dicht onder de curietemperatuur en afschrikken.

Uit röntgendiffractiemetingen blijkt dat tijdens al deze bewerkingen de geometrie van het kristalrooster niet verandert. Wat verandert, is alleen de verdeling der legeringsbestanddelen (Fe, Co, Ni Al en Cu) over de roosterplaatsen. Deze is nader onderzocht met de elektronenmicroscoop [9]. Daarmee is gevonden dat in stap 2 de stof verdeeld wordt in langwerpige gebieden, welke om en om verschillende chemische samenstelling hebben. De periodiciteit in de dwarsrichting is ongeveer 40 nm. Neemt men aan dat deze twee soorten gebieden ook magnetisch verschillend zijn, doordat de ene een grotere magnetisering heeft dan de andere, dan zijn de permanente magneeteigenschappen van „Ticonal" hiermee kwalitatief verklaard. Een dergelijke structuur heeft nl. sterke voorkeur voor magnetisering in de lengterichting, waarbij het moeilijk is de magnetisering van richting om te klappen, met andere woorden de coërcitie is groot [10]. De temperatuurbewerking van stap 3 verhoogt de coërcitie nog verder, maar geeft geen verandering in het elektronenmicroscopische beeld (zie *fig. 9*). Het Mössbauer-spectrum (*fig. 10*) verandert wel [11]: na stap 3 verschijnt er een piek behorend bij ijzer in niet-magnetische omgeving. Dit wijst erop dat

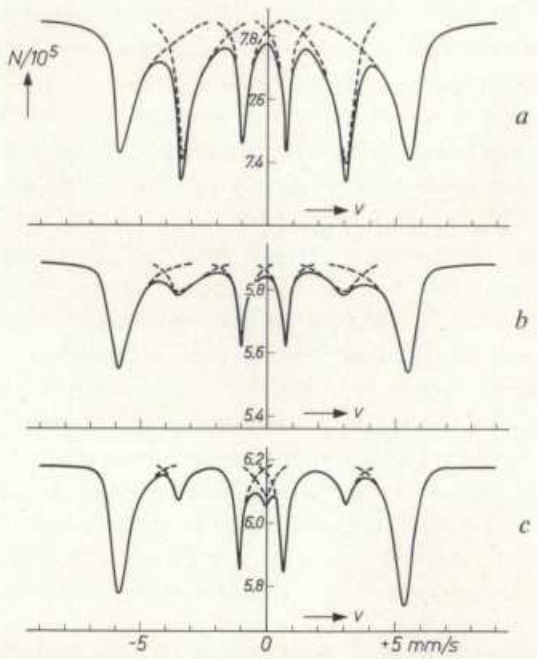


Fig. 10. Mössbauer-spectra (aantal impulsen N die de doorgelaten gammastraling gedurende een bepaalde meettijd veroorzaakt, als functie van de bronsnelheid v) van een monokristal van „Ticonal" GG in drie stadia van warmtebehandeling.
a) Gehomogeniseerd door gloeien op 1260 °C, gevolgd door afschrikken. De kubusassen van het kristalrooster, waarlangs de magnetisering ligt, zijn willekeurig over drie onderling loodrechte richtingen verdeeld. Vandaar de zes lijnen in het spectrum.
b) Als (*a*), maar vervolgens gekoeld van 900 tot 600 °C in een magneetveld en afgeschrikt. De magnetisering heeft nu vrijwel één richting. Deze was bij de meting evenwijdig aan de bundel gammastralen, vandaar dat twee van de zes pieken sterk verzwakt zijn.
c) Als (*b*), na ontlaten op 585 °C. Behalve de zes pieken van ijzer in magnetische omgeving, is er een kleine piek bij $v = 0$ verschenen, die duidt op ijzer in paramagnetische omgeving.

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/14/2023

een deel van de stof dat na stap 2 nog magnetisch was, tijdens stap 3 onmagnetisch wordt. Het zal na het voorgaande begrijpelijk zijn dat de coërcitie hierbij toeneemt.

Een subtiele verandering in het spectrum is dat de staarten aan de binnenzijde van de buitenpieken afgenomen zijn, zowel na stap 2 als na stap 3. Deze staarten zijn afkomstig van Fe met veel Al-buren [12]; hun afneming bewijst dat tijdens de warmtebehandelingen Fe en Al ruimtelijk worden gescheiden.

In oxidische magnetische verbindingen vormen doorgaans de magnetische ionen verschillende deelroosters. Meestal is hun wisselwerking negatief, d.w.z. dat de deelrooster-magnetiseringen liefst tegengesteld gericht zijn. Bij twee gelijksoortige deelroosters leidt dit tot antiferromagnetisme, bij ongelijksoortige deelroosters tot ferrimagnetisme [13]. Met macroscopische metingen kan men uitsluitend de resultante der deelrooster-magnetiseringen bepalen. Het Mössbauer-effect maakt het mogelijk de deelrooster-magnetiseringen afzonderlijk te weten te komen.

Een voorbeeld hiervan is $NiFe_2O_4$, verwant met de in de techniek bekende ferroxcube-IV-materialen. Men veronderstelt hier drie deelroosters voor de magnetische ionen, gevormd door Fe op tetraëderplaatsen, Fe op octaëderplaatsen en Ni op octaëderplaatsen. Dit wordt gesteund door het Mössbauer-spectrum (*fig. 11*) [14]. Het vertoont duidelijk de lijnen der beide deelroosters van ijzer gescheiden, als gevolg van het verschil in gemiddeld plaatselijk magneetveld.

Het permanente magneetmateriaal ferroxdure, $XFe_{12}O_{19}$ met X = Ba of Sr, bevat vijf magnetische deelroosters, gevormd door Fe-ionen op vijf verschillende roosterplaatsen. Het spectrum is opgebouwd uit vijf deelspectra (*fig. 12*) [11] [15]. Twee daarvan vallen samen bij metingen zonder uitwendig magneetveld, zoals in fig. 12, maar kunnen gescheiden worden door het preparaat in een uitwendig veld te plaatsen. Door Mössbauer-spectra te meten bij verschillende temperatuur, kan de temperatuurafhankelijkheid van de deelrooster-magnetiseringen bepaald worden (*fig. 13a*).

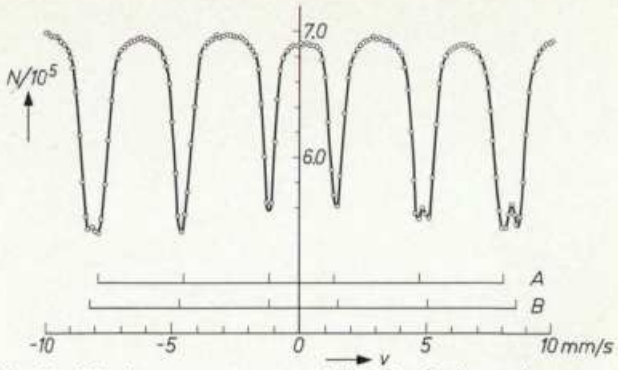


Fig. 11. Mössbauer-spectrum van $NiFe_2O_4$. Onderaan is aangegeven hoe dit spectrum is opgebouwd uit twee deelspectra, afkomstig van ijzer in tetraëdrische (*A*) en octaëdrische (*B*) omringing door zuurstofionen.

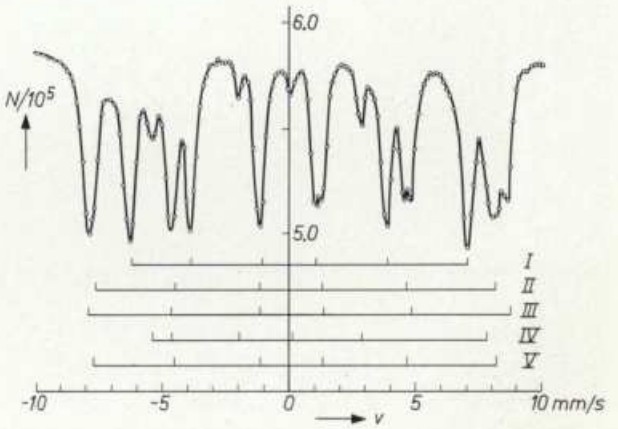


Fig. 12. Mössbauer-spectrum van $BaFe_{12}O_{19}$. De ontleding van het spectrum in vijf deelspectra, behorende bij ijzer van vijf magnetische deelroosters, is eronder aangegeven. Uit de intensiteit der spectra en de veranderingen die erin optreden als het preparaat in een uitwendig magneetveld wordt geplaatst, blijkt dat spectrum *I* afkomstig is van een deelrooster dat per molecuul $BaFe_{12}O_{19}$ zes ijzerionen bevat, elk omringd door zes zuurstofionen; *II* van twee ijzerionen, elk omringd door vier zuurstofionen; *III* van twee ijzerionen, elk omringd door zes zuurstofionen; *IV* van één ijzerion, omringd door vijf zuurstofionen; en *V* van één ijzerion, omringd door zes zuurstofionen.

Aangezien de magnetiseringsrichting der verschillende deelroosters bekend is, volgt hieruit weer de totale magnetisering als functie van de temperatuur, welke goed klopt met de metingen (fig. 13*b*).

Deze Mössbauer-metingen hebben op drie punten nieuw licht geworpen op de eigenschappen van ferroxdure:

1) Het ijzer blijkt in alle deelroosters driewaardig te zijn. Onjuist is dus de verklaring van de grote kristalanisotropie (en daarmee van de grote coërcitie) met behulp van de veronderstelling dat het ijzer gedeeltelijk tweewaardig is.
2) Alle vijf deelroosters hebben een flinke quadrupoolsplitsing, de plaatselijke symmetrie wijkt dus sterk af van de kubische, en men kan verwachten dat alle vijf een bijdrage leveren tot de kristalanisotropie *K*. De veronderstelling dat *K* uitsluitend of bijna uitsluitend wordt veroorzaakt door één deelrooster [16]

[12] G. K. Wertheim, V. Jaccarino, J. H. Wernick en D. N. E. Buchanan, Phys. Rev. Letters **12**, 24, 1964.
[13] Voor deze verschijnselen zij verwezen naar leerboeken over magnetische materialen, b.v. J. Smit en H. P. J. Wijn, Ferrites, Philips' Technische Bibliotheek, 1959. Zie ook P. F. Bongers en G. Blasse, Kristalchemie en magnetisme van oxidische materialen, I. Grondslagen en toepassing van de kristalveldtheorie, II. Magnetische verbindingen met spinelstructuur, Philips techn. T. **28**, 16-34, 1967 (no. 1).
[14] Gemeten in dit laboratorium door J. P. Morel; een publikatie hierover verschijnt binnenkort in J. Phys. Chem. Solids.
[15] J. J. van Loef en A. Broese van Groenou, Proc. int. Conf. on Magnetism, Nottingham 1964, blz. 646-649.
[16] J. Smit, J. Phys. Radium **20**, 370, 1959.
[17] P. P. Craig en N. Sutin, Phys. Rev. Letters **11**, 460, 1963.
[18] Uitvoerige, regelmatig aangevulde, literatuuropgaven zijn te vinden in A. H. Muir, K. J. Ando en H. M. Coogan, Mössbauer Data Index, North-American Aviation Science Center.

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/14/2023

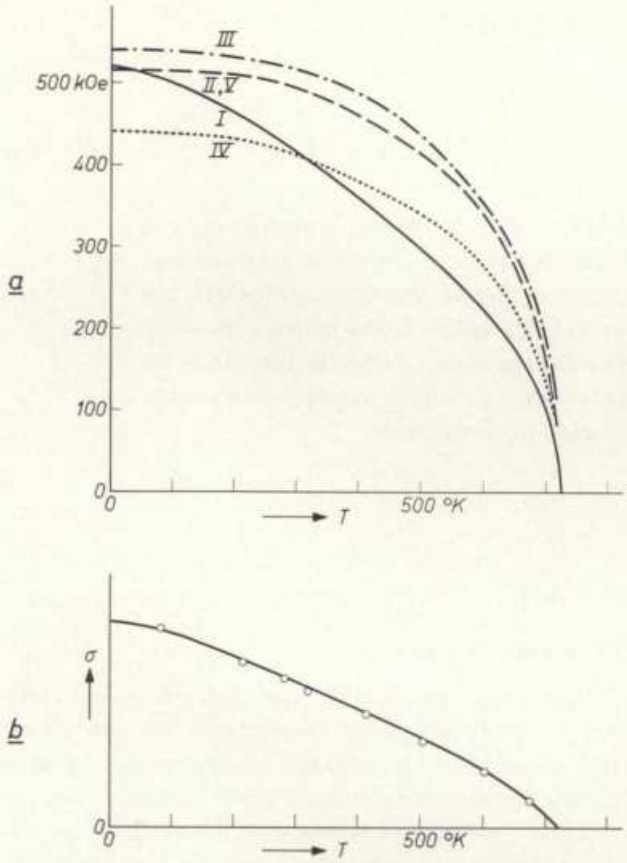


Fig. 13. *a*) De temperatuurafhankelijkheid van de vijf inwendige magneetvelden H (evenredig met de vijf deelrooster-magnetiseringen) in $BaFe_{12}O_{19}$. De magnetische momenten van de ijzerionen op de deelroosters *I*, *IV* en *V* staan in de richting van het netto magnetisch moment, die op *II* en *III* er tegenin.
b) De hieruit afgeleide temperatuurafhankelijkheid van de magnetisering σ van $BaFe_{12}O_{19}$. De cirkeltjes geven experimentele waarden aan.

(deelrooster *IV* in fig. 12, waarin zich 8% van de Fe-atomen bevinden) is dus onjuist.

3) De ongewoon snelle afneming van de magnetisering bij toenemende temperatuur (fig. 13*b*) is uitsluitend afkomstig van de 50% ijzeratomen die het deelrooster *I* in fig. 12 vormen, zoals blijkt uit kromme *I* in fig. 13*a*.

De hier gegeven voorbeelden hebben alle drie betrekking op ferro- of ferrimagnetische stoffen. De toepassingsmogelijkheid van het Mössbauer-effect blijft hiertoe echter niet beperkt: ook bij het onderzoek van antiferro-, para- en diamagnetische vaste stoffen, ja zelfs van viskeuze oplossingen [17] is reeds gebleken dat het nuttige diensten kan bewijzen [18].

Samenvatting. Het bij radio- en lichtgolven bekende verschijnsel van resonantie-absorptie kan bij gammastraling minder gemakkelijk optreden, doordat de terugstoot die de quanta bij hun emissie en absorptie veroorzaken, in het geval van de gammastraling niet te verwaarlozen is. Deze kan nl. de eigenfrequentie van bron en absorber zodanig verschuiven dat zij niet meer resonant zijn. In gunstige gevallen (zachte gammastraling, inbouw van de emitterende en absorberende kernen in een voldoende star kristalrooster) kan echter een deel van de straling, de Mössbauer-fractie, resonantie-absorptie vertonen. Deze resonantielijnen zijn bijzonder scherp en kunnen gebruikt worden voor het onderzoek van de kleine kernniveausplitsingen die veroorzaakt worden door elektrische en magnetische velden ter plaatse van de kern. Dit wordt toegelicht aan het geval van ijzerkernen in drie magnetische stoffen: „Ticonal" legeringen en de oxidische ferrimagneten $NiFe_2O_4$ en ferroxdure. In „Ticonal" bleek dat het ijzer in deze legering zich gedeeltelijk in ferromagnetische en gedeeltelijk in paramagnetische omgeving bevindt. Samen met de resultaten van het elektronenmicroscopische onderzoek levert dit een verklaring voor de grote coërcitie van dit materiaal. In $NiFe_2O_4$ werd de magnetisering der beide ijzerdeelroosters afzonderlijk bepaald. In ferroxdure werd hetzelfde gedaan voor alle vijf deelroosters waarover het ijzer in deze verbinding verdeeld is.

RECTIFICATIE

In het artikel „Masers voor een radioastronomische interferometer", Philips techn. T. **27**, 1965/66 (no. 12), wordt op blz. 321, regel 6 van linkerkolom, gezegd dat de ruistemperatuur van de maser door toepassing van een getrapt magneetveld niet verandert zolang in alle delen van het kristal de pompniveaus verzadigd blijven. Dit is niet geheel juist. Ook als de pompniveaus overal in het kristal verzadigd zijn, zodat de inversie gelijk blijft, neemt de ruistemperatuur van de vertragingsgolfgeleider met maserkristal door de toepassing van een getrapt veld toe. Deze toeneming is echter van weinig betekenis, tenzij de bandbreedte zo sterk vergroot wordt dat sommige stukken van het kristal, en met name het eerste stuk, over een gedeelte van de frequentieband geen significante nettoversterking meer geven.

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/14/2023

Digitale bouwstenen

E. J. van Barneveld

Digitale technieken worden toegepast op vele verschillende gebieden; we denken hierbij niet alleen aan rekenmachines van verschillende omvang en aan datatransmissie, maar ook aan industriële regel- en besturingsapparatuur. Aangezien de digitale apparaten grotendeels zijn samengesteld uit een groot aantal exemplaren van slechts enkele basisschakelingen, wordt het bouwen van deze apparaten aanzienlijk vereenvoudigd indien de basisschakelingen als pasklare eenheden verkrijgbaar zijn. In dit artikel wordt een systeem van dergelijke „bouwstenen" beschreven, zoals dit door Philips in de handel wordt gebracht.

Inleiding

Digitale apparaten zijn meestal samengesteld uit een beperkt aantal typen basisschakelingen, b.v. poortschakelingen en wipschakelingen, die elk vele malen voorkomen. Het zou zeer oneconomisch zijn bij het bouwen van elk nieuw apparaat nieuwe basisschakelingen te ontwerpen; in veruit de meeste gevallen kan men volstaan met het combineren van bestaande schakelingen. Een volgende stap is dat men de basisschakelingen niet zelf maakt, maar dat de fabrikant van de elektronische onderdelen behalve de gebruikelijke weerstanden, transistors enz. ook de complete basisschakelingen levert, en wel in een zodanige vorm dat ze gemakkelijk samengevoegd kunnen worden tot een groter geheel. Deze zg. „digitale bouwstenen" hebben in het algemeen de vorm van een blokje met een aantal aansluitpennen, waarmee ze gemakkelijk op een paneel met gedrukte bedrading kunnen worden bevestigd.

Hoewel een bouwsteen gemiddeld iets duurder is dan de onderdelen waaruit hij is samengesteld, is een apparaat dat met bouwstenen is vervaardigd, goedkoper dan hetzelfde apparaat met conventionele onderdelen. Hieraan werken enkele factoren mee. Ten eerste is voor het ontwerpen van een apparaat met bouwstenen veel minder tijd en veel minder specialistische kennis nodig. Ten tweede nemen de schakelingen minder ruimte in; bij gebruik van de bouwstenen die we in dit artikel beschrijven, kunnen er op een paneel met gedrukte bedrading b.v. tweemaal zoveel schakelingen worden geplaatst als bij gebruik van losse onderdelen. Er zijn dus minder panelen nodig, minder contactblokken, enz. Ten slotte is ook het monteren en doormeten van de schakelingen veel eenvoudiger.

Ir. E. J. van Barneveld, medewerker van Philips' Hoofdindustriegroep Electronic Components and Materials, Eindhoven.

Bouwstenen in reeksen

Bouwstenen worden meestal geleverd in een reeks van verschillende typen schakelingen die aan elkaar zijn aangepast. De digitale apparaten die in aanmerking komen om met bouwstenen te worden samengesteld — we denken vooral aan industriële meet-, regel- en besturingsapparaten —, bestaan voor het grootste deel uit drie hoofdtypen van basisschakelingen, nl. logicaschakelingen, wipschakelingen en impulspoorten. Daarnaast zijn er een aantal schakelingen, zoals in- en uitgangstrappen, tijdvertragingsschakelingen en klokimpulsbronnen, die per apparaat hooguit enkele malen voorkomen en die, ondanks het grotere aantal typen dat ervan bestaat, meestal niet meer dan 20% van het totale aantal schakelingen uitmaken. Het is wenselijk dat een reeks bouwstenen al deze typen van schakelingen bevat. Zouden nl. — wat in eerste instantie voor de fabrikant aantrekkelijk lijkt — alleen de veel voorkomende schakelingen in een reeks zijn opgenomen, dan zou men bij het bouwen van een apparaat alle overige schakelingen toch zelf moeten ontwerpen. De ontwerpkosten zouden dan, ondanks het gebruik van bouwstenen, nauwelijks lager zijn dan wanneer men *alle* schakelingen zelf zou moeten ontwerpen.

Een tweede reden waarom een zoveel mogelijk volledige reeks bouwstenen de voorkeur verdient, is dat daarbij de in- en uitgangen van de schakelingen aan elkaar kunnen worden aangepast, zodat de bouwstenen met weinig gegevens kunnen worden gekarakteriseerd en het combineren ervan aan minder beperkingen onderhevig is.

Volgens het hierboven geschetste principe zijn de reeksen bouwstenen samengesteld die de N.V. Philips in de handel brengt. De oudste reeks, waarvan reeds een paar miljoen exemplaren zijn vervaardigd, is de

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/14/2023

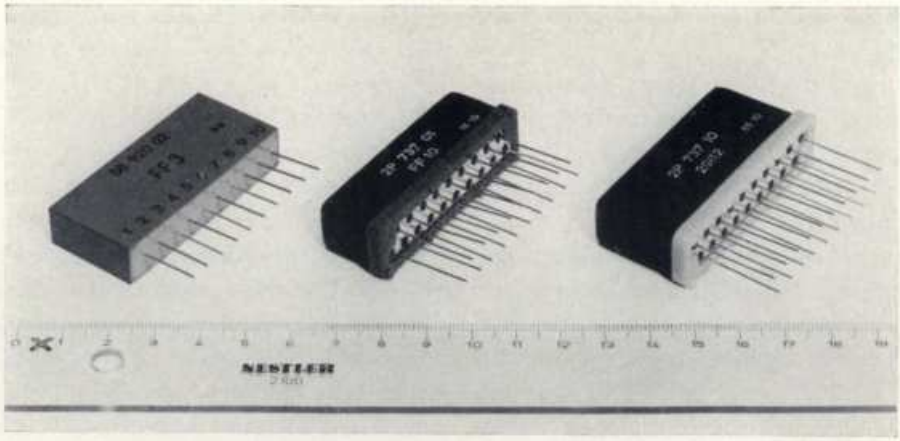


Fig. 1. De uitvoering van bouwstenen in de verschillende reeksen. Links een wipschakeling uit de 100-kHz-reeks, daarnaast een wipschakeling uit de 10-reeks en een bouwsteen met twee logicaschakelingen uit de 20-reeks. Bij de 10- en de 20-reeks wordt afhankelijk van de omvang van de schakeling het lage of het hoge huis gebruikt.

zg. 100-kHz-reeks; van jongere datum zijn de 10-reeks (bouwstenen met typenummer tussen 10 en 19) en de 20-reeks (typenummers tussen 20 en 29), zie *fig. 1* en *2*. Deze laatste twee reeksen zullen we in dit artikel bespreken. Ze bevatten beide dezelfde basisschakelingen en zijn ook wat betreft de opbouw van deze schakelingen vrijwel gelijk; in beide reeksen zijn *N-P-N*-transistors toegepast. Ze verschillen in hoofdzaak in het gebruikte halfgeleidermateriaal, dat in de 10-reeks germanium en in de 20-reeks silicium is. Voorts zijn in de 20-reeks planaire transistors toegepast, die een hogere afsnijfrequentie hebben dan de in de 10-reeks toegepaste legeringstransistors. Bij de 20-reeks is daardoor een hogere snelheid mogelijk; een indruk hiervan geeft de maximale herhalingsfrequentie van een wipschakeling: 1 MHz, tegen 30 kHz bij de 10-reeks. Verder zijn de bouwstenen van de 20-reeks bij hogere omgevingstemperatuur bruikbaar, nl. tot 85 °C, tegen maximaal 55 °C voor de 10-reeks.

We zullen nu verschillende aspecten van deze reeksen bespreken, waarbij vooral aandacht zal worden geschonken aan de maatregelen die zijn genomen om het combineren van de bouwstenen zo eenvoudig mogelijk te maken [1].

[1] Binnenkort zal in dit tijdschrift een artikel verschijnen van de hand van ir. C. Slofstra, waarin voor enkele toepassingen het ontwerpen van een schakeling met bouwstenen zal worden beschreven.

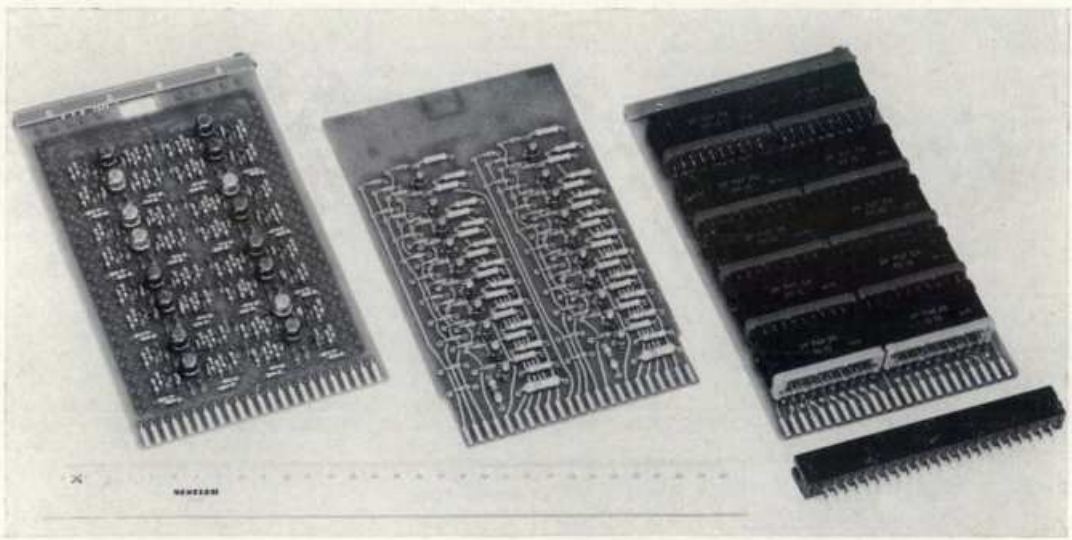


Fig. 2. Rechts enkele bouwstenen uit de 20-reeks, gemonteerd op een kaart met gedrukte bedrading. Links, ter illustratie van de ruimtebesparing, dezelfde schakelingen met losse onderdelen opgebouwd; hiervoor zijn twee kaarten nodig.

De kaarten worden in een rek geplaatst door middel van contactblokken waarvan er een op de voorgrond te zien is. Verbindingen tussen de kaarten worden gemaakt met bedrading aan de achterkant van de contactblokken.

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/14/2023

Het combineren van de bouwstenen

De basisschakelingen die in de reeksen zijn opgenomen, kunnen in slechts twee stationaire toestanden verkeren, corresponderend met het al of niet geleidend zijn van een of meer transistors in een schakeling. Deze toestanden worden gekarakteriseerd door het niveau van de spanning op een of meer punten van de schakeling (b.v. de collectorspanning van een transistor). In de ene toestand, aangegeven met H, is deze spanning op het hoge niveau (groter dan V_H in *fig. 3*), en in de

Fig. 3. Bij digitale basisschakelingen is de uitgangsspanning in een stationaire toestand in een van de twee gebieden die met L en H zijn aangeduid. Alleen tijdens overgang van L naar H of omgekeerd komt het signaal in het overgangsgebied.

andere toestand, aangegeven met L, op het lage niveau (kleiner dan V_L). Spanningen in het gebied tussen V_L en V_H kunnen niet blijvend optreden, doch alleen tijdens de overgang van L naar H of omgekeerd. Om een schakeling volledig te specificeren, dient men dus V_L en V_H op te geven, voorts de stromen I_L en I_H die in beide toestanden door de uitgang mogen vloeien, en ten slotte nog gegevens over de flanksteilheid bij de overgang van L naar H en omgekeerd. Voor elke bouwsteen zijn dus zes gegevens nodig voor de uitgang en zes overeenkomstige gegevens voor de ingang.

Bij het combineren van de bouwstenen tot een groter geheel moet men voor de uitgang van elke bouwsteen weten met hoeveel ingangen van andere bouwstenen deze kan worden belast. Indien een reeks slechts enkele bouwstenen bevat, is het mogelijk deze aantallen in tabellen weer te geven. *Tabel I* toont de eenvoudigste belastingstabel voor een fictieve reeks van drie bouwstenen *A*, *B* en *C*. Bij gemengde belastingen, d.w.z. als men aan een uitgang een aantal bouwstenen van verschillende typen wil aansluiten, geeft deze tabel geen uitsluitsel. Men gebruikt daarom vaak een ander soort belastingstabel, waarin alle toelaatbare combinaties zijn aangegeven. Deze tabel is al direct veel omvangrijker (zie *tabel II*). Het is duidelijk dat bij een groter aantal bouwstenen de tabellen al gauw onhandelbaar groot worden, te meer daar sommige schakelingen verschillende soorten ingangen hebben. Bij de onderhavige reeksen bouwstenen is er daarom naar gestreefd het aantal gegevens per ingang en per uitgang zo te beperken dat geen ingewikkelde belastingstabel nodig is, maar dat steeds rechtstreeks uit deze gegevens kan worden berekend of een bepaalde belasting is toegestaan.

Om het aantal gegevens te beperken, zijn allereerst de spanningsniveaus V_L en V_H voor alle bouwstenen gelijk gekozen. Deze behoeven dus slechts één keer te worden gegeven en spelen bij het combineren geen rol meer. Verder is bij deze reeksen I_H, de stroom op het hoge niveau, nul (afgezien van lekstromen), en is alleen de flanksteilheid bij overgang van de hoge naar de lage spanning van belang, zodat per ingang en per uitgang slechts twee gegevens overblijven. We zullen hieronder eerst laten zien op welke wijze deze vereenvoudigingen zijn bereikt.

De belasting in stationaire toestand

Indien we alleen de stationaire toestand beschouwen, kunnen we twee soorten belastingen onderscheiden, die overeenkomen met de volgende soorten schakelingen.

1) Stroomleverende schakelingen. Deze leveren stroom aan de sturende trap (en belasten deze derhalve) indien deze op het L-niveau is, dus als de uitgang van deze trap op de lage spanning is; ze vormen geen belasting als de sturende trap op het H-niveau is.

2) Stroomtrekkende schakelingen. Deze onttrekken stroom aan de sturende trap indien deze op het hoge niveau is, en vormen geen belasting op het lage niveau. De *figuren 4* en *5* geven voorbeelden van deze schakelingen; als sturende trap is een transistor met geaarde emissor genomen, omdat bij alle bouwstenen van de onderhavige reeksen de uitgang deze vorm heeft.

	A	B	C
A	6	3	6
B	5	2	8
C	1	1	0

Tabel I. Belastingstabel voor een fictieve serie van drie bouwstenen *A*, *B* en *C*. De getallen in elke kolom geven aan hoeveel bouwstenen van de desbetreffende soort maximaal mogen worden aangesloten op de uitgang van een links vermelde bouwsteen.

	A B C
A	6 + 0 + 6
	4 + 1 + 6
	2 + 2 + 6
	0 + 3 + 6
B	5 + 0 + 8
	3 + 1 + 8
	1 + 2 + 8
C	1 + 0 + 0
	0 + 1 + 0

Tabel II. Uitbreiding van tabel I, waarbij rekening is gehouden met gemengde belastingen. Aangegeven zijn de maximale aantallen van verschillende ingangen die gelijktijdig op één uitgang mogen zijn aangesloten.

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info
11/14/2023

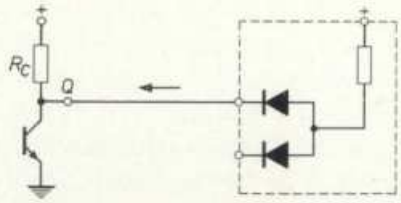


Fig. 4. Voorbeeld van een stroomleverende schakeling (omlijst). Als de transistor van de sturende trap geleidt en de spanning op de uitgang Q dus op het lage niveau is, loopt er stroom door de uitgang naar links. Als de transistor niet geleidt (uitgang op H-niveau), is de stroom nul.

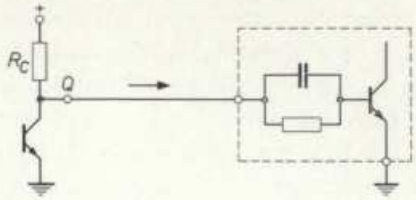


Fig. 5. Voorbeeld van een stroomtrekkende schakeling (omlijst). Als de transistor van de sturende trap geleidt (uitgang Q op L-niveau), loopt er geen stroom door de uitgang. Als de transistor niet geleidt, loopt er stroom naar rechts.

Om een goede belastbaarheid met stroomtrekkende schakelingen te krijgen, moet de collectorweerstand R_c laag zijn. Dit betekent echter dat er, als de transistor geleidt, een grote stroom door R_c loopt, zodat niet veel stroomleverende schakelingen kunnen worden aangesloten. Een grotere R_c is gunstiger voor stroomleverende schakelingen, maar ongunstiger voor stroomtrekkende. Door het vastleggen van de grootte van R_c verdeelt men de belastbaarheid over de beide typen. Uiteraard zal dit compromis voor de meeste gevallen niet optimaal zijn; verder draagt deze verdeling bij tot het ontstaan van de ingewikkelde belastingstabellen die we hierboven signaleerden.

Om deze moeilijkheden te vermijden, zijn in de hier beschreven bouwstenen alleen stroomleverende schakelingen gebruikt. Dit betekent dat de stroom op het hoge niveau altijd nul is, zoals hierboven al is vermeld. Op het eerste gezicht zou men verwachten dat nu een aantal schakelingen niet met deze bouwstenen kan worden gerealiseerd; dit bezwaar geldt echter niet, want een stroomtrekkende schakeling kan eenvoudig worden omgezet in een stroomleverende door het toevoegen van twee weerstanden en een scheidingsdiode, zie *fig. 6*. In fig. 5 levert de collectorweerstand van de sturende trap de stroom voor de belasting, in fig. 6 doet de weerstand R_1 dit, terwijl de diode D verhindert dat er toch nog stroom aan de sturende trap wordt onttrokken. De nieuwe schakeling die nu is ontstaan, kan aan de sturende trap alleen stroom *leveren*, en wel als deze op het lage niveau is.

Door deze vereenvoudiging is bereikt dat men in de stationaire toestand per ingang en per uitgang slechts één stroom hoeft op te geven, nl. de stroom die er loopt in de toestand L. Dit betekent een grote vereenvoudiging van de belastingstabel. Voor elke uitgang wordt nu gegeven met welke stroom men hem maximaal mag belasten, en voor elke ingang wordt de stroom gegeven die deze levert. Bij het controleren of een bepaalde belasting toelaatbaar is, telt men eenvoudig de stromen van alle op een bepaalde uitgang aangesloten ingangen op, en men gaat na of dit de toelaatbare uitgangsstroom niet overschrijdt. Daar bovendien de ingangsstromen van de meeste bouwstenen gelijk zijn gemaakt, komt het meestal neer op het tellen van het totale aantal ingangen. Vooral bij gemengde belasting betekent dit additief maken van de belastingen een grote vereenvoudiging.

Voorts kan men, nu men geen rekening meer behoeft te houden met stroomtrekkende schakelingen, de waarde van de collectorweerstand R_c zo groot kiezen dat het maximale aantal stroomleverende schakelingen op een uitgang kan worden aangesloten.

Het toepassen van de scheidingsdiode heeft nog twee andere voordelen. Ten eerste ontstaat er over deze diode een drempelspanning tegen storingen. We beschouwen hiervoor de toestand waarin de sturende transistor niet geleidt. Op de uitgang Q staat dan de voedingsspanning en de gestuurde transistor geleidt. Als nu een negatieve stoorimpuls op de verbindingslijn tussen de trappen komt, kan het in de situatie van fig. 5 gebeuren dat deze de gestuurde transistor even blokkeert. In de situatie van fig. 6 staat op de linkerkant van D de voedingsspanning; op de rechterkant van D staat nu echter als gevolg van de spanningsdeling door de weerstanden R_1 en R een lagere spanning. Over de diode staat dus een spanning in de keerrichting. Stoorimpulsen kunnen nu alleen invloed uitoefenen op de tweede trap als ze groter zijn dan deze spanning. Als de sturende transistor wèl geleidt, vormt hij een lage impedantie naar aarde; stoorimpulsen die op de verbindingslijn worden geïnduceerd, zijn hierdoor zo-

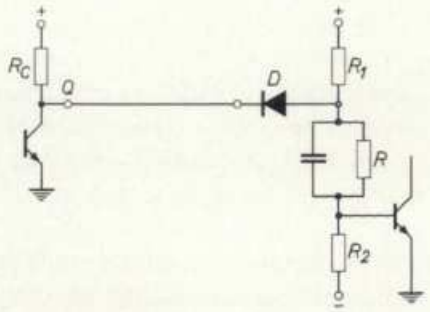


Fig. 6. De stroomtrekkende schakeling van fig. 5 kan worden omgezet in een stroomleverende door het toevoegen van een scheidingsdiode D en twee weerstanden R_1 en R_2. Er ontstaat tegelijk een drempel tegen storingen, doordat de linkerkant van D een hogere spanning heeft dan de rechterkant.

Digitized in Heiloo the Netherlands
Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/14/2023

veel kleiner dan in het eerste geval, dat ze geen invloed op de volgende trap kunnen hebben.

Een tweede extra-voordeel van het toepassen van een scheidingsdiode is dat door het parallelschakelen van nog enkele diodes heel eenvoudig een logische schakeling (EN- of OF-functie) kan worden verkregen. Dit zal hieronder nog ter sprake komen.

Resumerende zijn de belangrijkste voordelen van de beperking tot stroomleverende schakelingen:

1) Hoge belastbaarheid.
2) Voor de stationaire toestand is per ingang en per uitgang slechts één gegeven nodig, dus eenvoudige belastingstabel.
3) De belastingen zijn additief, dus eenvoudige verificatie van gemengde belastingen.
4) De schakelingen zijn minder gevoelig voor storingen.
5) Een logische functie kan heel eenvoudig worden gerealiseerd.

De flankladingen

De belastingstabel moet ook gegevens verstrekken over de flanksteilheid; hierbij doet zich hetzelfde probleem voor als bij de stationaire toestand, nl. dat vooral voor gemengde belastingen de tabel ingewikkeld dreigt te worden. Op de ingangen van sommige schakelingen — met name de trekkeringangen van impulspoorten — moet de overgang van de hoge naar de lage spanning binnen een zeer bepaalde tijdsduur plaatsvinden. Bij het combineren van verschillende bouwstenen rijst nu weer de vraag of de sturende trap een voldoend steile flank kan leveren, en de belastingstabel moet hierop antwoord geven. (De flanksteilheid bij de overgang van de lage naar de hoge spanning is voor de werking van de schakelingen niet kritisch.)

Voor het beoordelen van de flanksteilheid bij de overgang van de hoge naar de lage spanning maken we gebruik van het begrip „flanklading", dat we als volgt definiëren. Door de uitgang van de sturende trap (zie b.v. weer fig. 6) loopt bij de hoge spanning geen stroom en bij de lage spanning wèl, de belasting levert dan stroom aan de sturende trap. Tijdens de flank groeit de stroom door de uitgang dus aan van nul tot een bepaalde eindwaarde. Dit betekent dat er tijdens de flank door de uitgang van de sturende trap een bepaalde hoeveelheid lading vloeit. Voor elke uitgang heeft deze flanklading een bepaalde maximale waarde, die kan worden berekend uit de eigenschappen van de transistor.

De flanklading wordt opgenomen door de belasting. Als deze capacitief is, is het duidelijk dat er tijdens de flank een *bepaalde* hoeveelheid lading is vereist die door de sturende trap moet worden geleverd. De grootte van deze lading is $C\Delta V$, waarin ΔV het verschil is tussen de spanningen over de condensator vóór en na de flank. Ook als de belasting uit een weerstand bestaat, kunnen we uit de eindwaarde van de stroom en de tijdsduur van de flank de lading berekenen die er tijdens de overgang van de hoge naar de lage spanning doorheen stroomt. Beide soorten belastingen kunnen we dus wat betreft de flanken karakteriseren door een zelfde grootheid, nl. de verplaatste lading; de belastingen zijn hiermee ook voor het niet-stationaire geval additief geworden.

De procedure voor het verifiëren van een bepaalde combinatie van schakelingen verloopt nu op dezelfde wijze als in het stationaire geval. Voor iedere uitgang en ingang is de flanklading opgegeven, men telt de ladingen op van de ingangen die gezamenlijk op een bepaalde uitgang zijn aangesloten en controleert of dit minder is dan de uitgang kan leveren. Is dit het geval, dan zal de flank korter zijn dan voor de impulspoort nodig is, zodat de goede werking is verzekerd.

Er is één verschil met het controleren van de stroombelasting: de stromen moet men altijd verifiëren, maar de flankladingen alleen als er trekkeringangen van impulspoorten op een uitgang zijn aangesloten. Is dat niet het geval, dan behoeft geen eis aan de flank te worden gesteld.

De volledige belastingstabel bestaat nu dus slechts uit een opsomming van telkens één stroom en één flanklading voor iedere ingang en uitgang van het systeem. Wij geven hier de tabel voor de bouwstenen van de 10-reeks; zie *tabel III*. (Met de symbolen G, T en S worden de verschillende typen ingangen aangegeven,

Tabel III. De belastingstabel van de 10-serie.

Type	Ingang	Stroom in mA	Flanklading in nC
FF11, FF12	G	1,1	1,2
2.TG13, 2.TG14, 4.TG15	T	1,1	3,4
FF10, FF11, FF12	S	1,95	2,8
2.GI10, 2.GI11, 2.GI12	G	1,1	2,1
GA10	G	1,1	1,2
OS10	G	1,1	1,2
	T	1,1	2,3
TU10, PD10	G	1,1	1,2
	T	1,1	3,2
RD10	G	4,7	3,4
PA10	G	5,3	5,2

Type	Uitgang	Stroom in mA	Flanklading in nC
FF10, FF11, FF12	Q_1, Q_2	8,2	27
2.GI10, 2.GI11, 2.GI12	Q	8,2	9
GA10	Q	62	75
OS10	Q_1	8,6	24
	Q_2	12,8	29
TU10	Q	32	27
PD10	Q	100	185
PS10	Q	10	39

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info
11/14/2023

deze zullen in de loop van dit artikel worden beschreven. De uitgangen worden aangegeven met Q, of met Q_1 en Q_2 als een bouwsteen er twee heeft.) Voor het volledig specificeren van 9 basisschakelingen zijn 38 gegevens nodig. De eenvoudigste belastingstabel van het type van tabel I zou hiervoor 88 gegevens vereisen (er zijn nl. 11 verschillende ingangen en 8 uitgangen), en deze zou dan nog geen uitsluitsel geven over de gemengde belastingen, wat tabel III wèl doet.

We zullen nu de verschillende typen basisschakelingen die in de reeksen zijn opgenomen, de revue laten passeren; hierbij zal blijken welke de consequenties zijn van de besproken maatregelen, speciaal van het beperken tot stroomleverende schakelingen.

Logicaschakelingen

In digitale schakelingen komt veelvuldig de situatie voor dat de spanning op een bepaald punt hoog of laag moet zijn al naar gelang op een aantal andere punten bepaalde combinaties van spanningen aanwezig zijn. Deze spanningen worden dan toegevoerd aan de ingangen van een zg. logicaschakeling, d.i. een schakeling die zo is ontworpen dat op de uitgang ervan de gewenste spanning verschijnt als de ingangsspanningen aan de gestelde voorwaarden voldoen.

Logicaschakelingen ontlenen hun naam aan het feit dat het verband tussen de uitgangs- en ingangsspanningen van deze schakelingen kan worden beschreven als een functie uit de Boole-algebra — de algebra die wordt gebruikt voor het rekenen met elementen die in slechts twee stationaire toestanden kunnen verkeren. Aan elk element wordt op dezelfde wijze als bij de normale algebra een letter toegevoegd en de twee toestanden worden aangegeven met „0" en „1", dus b.v. $A =$ „1" of $A =$ „0". De onderlinge afhankelijkheid van verschillende elementen kan ook hier worden uitgedrukt door een functie (b.v. $Z = AB + CD$); de betekenis hiervan wijkt echter af van de gebruikelijke. Alle functies in deze algebra (ook wel operaties genoemd) kunnen worden ontleed in drie basisfuncties: „EN", „OF" en „NIET". Bij de EN-functie (genoteerd als $Z = A.B.C. \ldots$) is Z in toestand „1" als alle elementen, dus A èn B èn C enz., in toestand „1" zijn. Bij de OF-functie ($Z = A + B + C + \ldots$) is $Z =$ „1" als één of meer van de elementen, dus A òf B òf C, òf A èn B enz., in toestand „1" zijn. De NIET-functie $Z = \bar{A}$ geeft een omkering, nl. $Z =$ „1" als $A =$ „0", en $Z =$ „0" als $A =$ „1". De functie die hierboven als voorbeeld is gegeven, $Z = A \,.\, B + C \,.\, D$ heeft dus de volgende betekenis: $Z =$ „1" als A èn B gelijk „1" zijn òf C èn D, òf A èn B èn C èn D. De EN- en de OF-functie geeft men wel weer in de vorm van een zg. waarheidstabel. In *tabel IV* is deze gegeven voor twee elementen A en B.

Tabel IV. Waarheidstabel van de EN-functie $A \,.\, B$ en van de OF-functie $A + B$.

A	B	$A.B$	$A+B$
1	1	1	1
1	0	0	1
0	1	0	1
0	0	0	0

De notatie van de logische functies is zo gekozen dat er zoveel mogelijk overeenstemming is met de normale rekenkundige bewerkingen: als b.v. $A =$ „1" en $B =$ „0", is $A \,.\, B =$ „0" en $A + B =$ „1", net als bij vermenigvuldigen en optellen. Alleen in het geval $A =$ „1", $B =$ „1" is $A + B$ niet zoals men zou verwachten gelijk 2, maar gelijk „1". Bij het ontleden van een ingewikkelde logische functie kan men gebruik maken van de regels van De Morgan, die we hier zonder bewijs geven:

$$\bar{A} + \bar{B} + \bar{C} + \ldots = \overline{A \,.\, B \,.\, C \,.\, \ldots}$$

en

$$\overline{A + B + C + \ldots} = \bar{A} \,.\, \bar{B} \,.\, \bar{C} \,.\, \ldots$$

Verder kan, net als bij algebraïsche bewerkingen, gebruik worden gemaakt van de commutatieve en de distributieve eigenschap.

Zoals logische functies kunnen worden ontleed in de drie basisfuncties, zo kunnen logicaschakelingen worden samengesteld uit drie basisschakelingen, de EN-, OF-, en NIET-schakeling. De elektrische verwezenlijking van de basisschakelingen kan op vele manieren plaatsvinden, bij een van de gebruikelijkste worden diodes en transistors gebruikt (Diode-Transistor-Logica, afgekort DTL). In fig. 7*a*, *b* en *c* zijn de drie schakelingen gegeven, de EN- en de OF-schakeling eenvoudigheidshalve met slechts twee ingangen, dit aantal kan ook groter zijn.

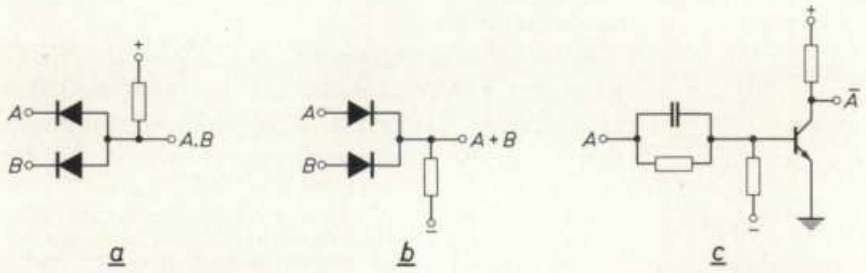


Fig. 7. *a*) De EN-schakeling. De uitgang heeft hierbij alleen een hoge spanning (toestand „1") als de spanningen bij A èn B hoog zijn. *b*) De OF-schakeling. De uitgang heeft hierbij een hoge spanning als A òf B (of beide) een hoge spanning hebben. *c*) Als NIET-schakeling fungeert een transistor geschakeld als omkeerversterker. Als de ingangsspanning hoog is, geleidt de transistor en is de uitgangsspanning laag.

Digitized in Heiloo the Netherlands
Not for sale!

www.freeservicemanuals.info
11/14/2023

Omdat de EN- en de OF-schakeling ook als poortschakelingen kunnen worden beschouwd — een spanning op de ene ingang wordt alleen doorgelaten naar de uitgang als op de andere ingang een bepaalde spanning staat — zijn ook de termen EN- en OF-poort ingeburgerd.

Bij de voorbeelden van fig. 7 is zg. positieve logica gekozen, d.w.z. dat de toestand „1" behoort bij het hoge spanningsniveau. We zouden deze „logische conventie" even goed andersom kunnen kiezen, nl. de toestand „1" op het lage niveau. In dat geval zijn de benamingen van de schakelingen ook verwisseld. Fig. 7*a* is dan een OF-schakeling, want de uitgang is op het lage niveau zodra één van de ingangen negatief is, en fig. 7*b* is dan een EN-schakeling. Ook uit tabel IV zien we dat de EN- en de OF-functie op deze wijze kunnen worden verwisseld.

Ongeacht de logische conventie die men kiest, positieve of negatieve logica, van de EN- en de OF-schakeling is altijd één schakeling stroomleverend (in casu fig. 7*a*) en één stroomtrekkend (fig. 7*b*). Voor de logicaschakelingen die worden gebruikt in de reeksen bouwstenen die hier worden besproken, is deze situatie niet toelaatbaar. De oplossing die hiervoor gekozen is, komt in feite neer op het gebruik van gemengde logica (d.w.z. naar behoefte positieve of negatieve), zodat met één basisschakeling zowel de EN- als de OF-functie kan worden verkregen. Als basisschakeling wordt hierbij de stroomleverende schakeling gebruikt (EN-schakeling bij positieve logica), gevolgd door een omkeerversterker (*fig. 8a*). Deze schakeling wordt NAND genoemd als samentrekking van het Engelse NOT en AND (naar analogie van de uitdrukking NOR voor de combinatie van een NOT- en een OR-schakeling). Het is mogelijk om met deze ene basisschakeling alle voorkomende logicaschakelingen op te bouwen.

De werkwijze met deze logische eenheid laat zich het eenvoudigst beschrijven met behulp van een waarheidstabel waarin niet wordt gewerkt met de toestanden „0" en „1" — deze wisselen immers naar gelang positieve of negatieve logica wordt gebruikt —, maar rechtstreeks met de spanningsniveaus H en L aan de ingangen en aan de uitgang [2]. *Tabel V* geeft deze waarheidstabel

Tabel V. De waarheidstabel van de NAND-schakeling van fig. 8*a*.

ingangen		*uitgang*
H	*H*	*L*
H	*L*	*H*
L	*H*	*H*
L	*L*	*H*

voor de NAND-schakeling van fig. 8*a*. Uit de tabel leest men af dat de uitgangsspanning alleen laag is als de beide ingangsspanningen hoog zijn. De NAND-schakeling fungeert dus als EN-schakeling op het *hoge* niveau — d.w.z. als men er spanningen aan toevoert die in de gewenste toestand hoog zijn —, waarbij de uitgangsspanning laag is. Dit geeft men aan met het bovenste symbool in fig. 8*b*, waarbij het cirkeltje aan de uitgang aangeeft dat deze op het lage niveau is als aan de EN-voorwaarde is voldaan. Eveneens leest men uit de tabel af dat de uitgangsspanning hoog is als de ene of de andere ingangsspanning of beide laag zijn. De NAND werkt dus als OF-schakeling op het *lage* niveau — dus als men er spanningen aan toevoert die in de gewenste toestand laag zijn —, waarbij de uitgangsspanning hoog is. Dit geeft men aan met het onderste symbool uit fig. 8*b*, waarbij de cirkels aan de ingangen aangeven dat deze functie op het lage niveau werkt, terwijl het ontbreken van een cirkeltje aan de uitgang aangeeft dat hier de spanning hoog is als aan de voorwaarde is voldaan.

De NAND-schakeling kan ook alleen als NIET-schakeling worden gebruikt; het te inverteren signaal moet daarbij aan één van de ingangen worden toegevoerd. Een niet aangesloten ingang van een NAND

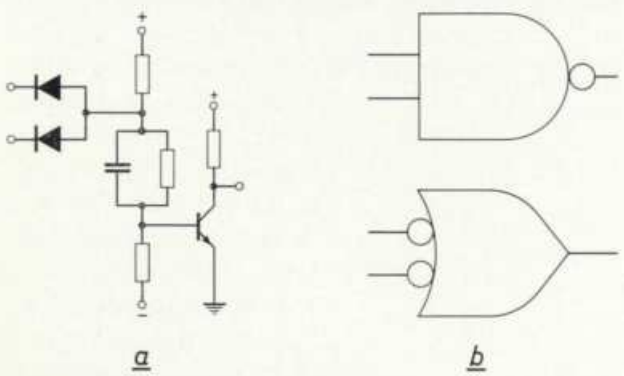


Fig. 8. *a*) De NAND-schakeling. *b*) De symbolen waarmee de NAND-schakeling wordt weergegeven als EN-functie (bovenste symbool) en OF-functie (onderste symbool). Een cirkeltje aan een in- of uitgang geeft aan dat in de gewenste toestand de spanning op die plaats laag is.

[2] Deze beschouwingswijze en de symbolen die we hier zullen gebruiken, zijn ontleend aan de Amerikaanse militaire norm MIL-STD-806 B, die is beschreven in: F. Flanagan, Standardization of logic diagrams, Computer Design **3**, no. 7, 12-19, 1964; zie ook American Standard Graphical Symbols for Logic Diagrams, Y 32.14, American Standards Association.

[3] R. E. Burke en J. G. van Bosse, NAND-AND circuits, IEEE Trans. on electronic computers **EC-14**, 63-65, 1965.

Digitized in Heiloo the Netherlands
Not for sale!

www.freeservicemanuals.info
11/14/2023

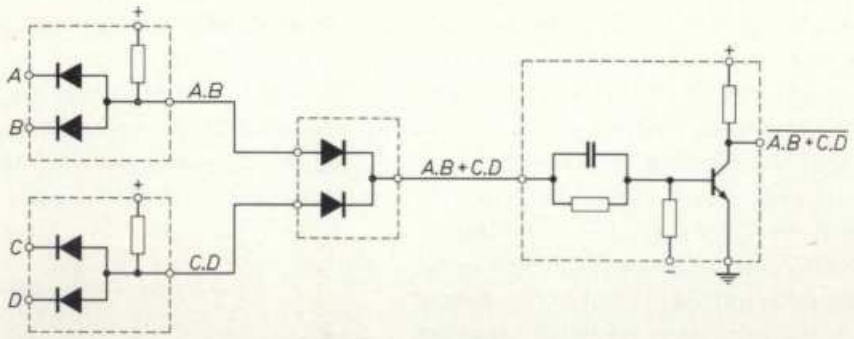


Fig. 9. De logische functie $\overline{A.B + C.D}$ gerealiseerd met EN- en OF-schakelingen en een omkeerversterker.

gedraagt zich nl. alsof er de hoge spanning op staat (in beide gevallen is de diode stroomloos). Indien we nu op één ingang een signaal zetten en de andere ingang niet aansluiten, komt het signaal dus op de ingang van de omkeerschakeling in de NAND (de EN-poort staat nu nl. altijd open), zodat op de uitgang het geïnverteerde signaal verschijnt.

Men beschikt dus met de NAND-schakeling over alle logische basisschakelingen, mits men de ingangssignalen steeds met de juiste polariteit kan toevoeren. Eventueel zal men ze eerst moeten inverteren. In de praktijk is dit zelden een moeilijkheid, veelal heeft men van de signalen beide polariteiten beschikbaar, met name als de signalen afkomstig zijn van bistabiele wipschakelingen.

Als voorbeeld van het opbouwen van een meer ingewikkelde logicaschakeling geven we hier de verschillende mogelijke schakelingen voor het realiseren van de functie $\overline{A.B + C.D}$. *Fig. 9* geeft deze functie, op conventionele wijze gerealiseerd met twee EN- en één OF-schakeling en een omkeerversterker. In *fig. 10* is de schakeling gemaakt met drie NAND's, maar hier is de polariteit van het uitgangssignaal niet goed, zodat nog een omkeerversterker zou moeten volgen. Het is echter mogelijk met twee NAND's te volstaan, door nl. de collectors van de uitgangstransistors parallel te schakelen (*fig. 11a* en *b*)[3]. De twee transistors vormen nu een OF-schakeling: de gezamenlijke uitgang heeft een lage spanning als de ene of de andere transistor geleidt. Het nadeel van deze schakeling is dat de functies $A.B$ en $C.D$ nu niet

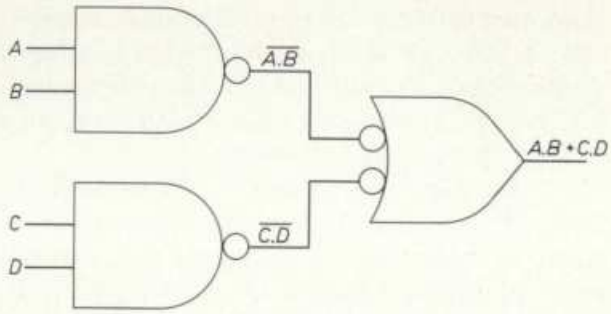


Fig. 10. De logische functie $A.B + C.D$ gerealiseerd met behulp van drie NAND-schakelingen. Om $\overline{A.B + C.D}$ te verkrijgen, moet hieraan nog een omkeerversterker worden toegevoegd.

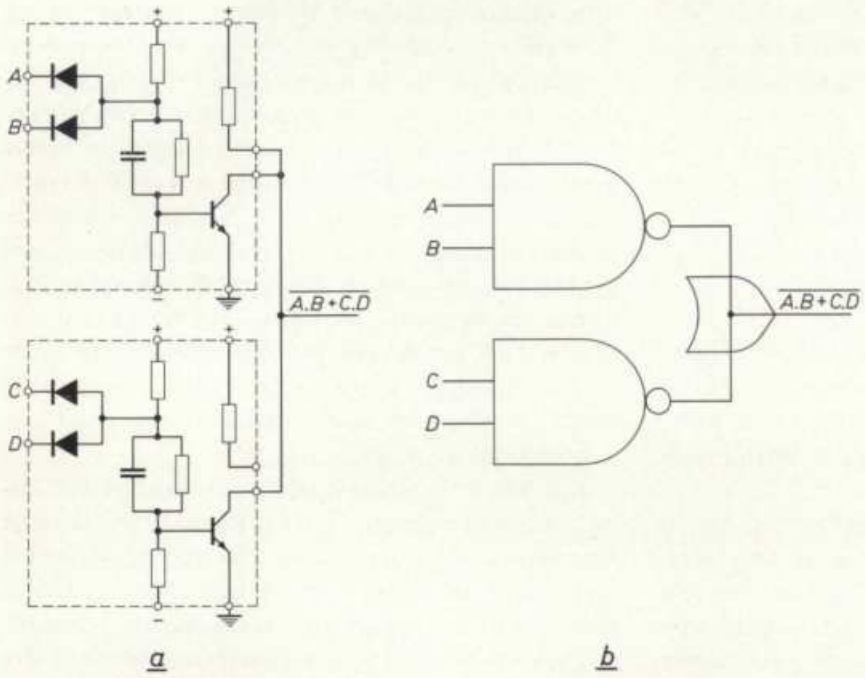


Fig. 11. *a*) De logische functie $\overline{A.B + C.D}$ kan met twee NAND-schakelingen rechtstreeks worden gerealiseerd door de collectors van de uitgangstransistors parallel te schakelen. Voor de OF-functie is dan geen aparte schakeling nodig. In dit geval wordt slechts van één NAND-schakeling de collectorweerstand aangesloten, om een lager stroomverbruik en dus een hogere belastbaarheid te verkrijgen. *b*) De schakeling in symbolen.

Digitized in Heiloo the Netherlands
Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/14/2023

afzonderlijk beschikbaar zijn. We zien dus dat de functie $\overline{A.B + C.D}$, die in de conventionele techniek vier bouwelementen vereist, met twee NAND's kan worden gerealiseerd.

Een groot voordeel van de NAND-techniek is ook dat de spanningsniveaus H en L altijd dezelfde hoogte hebben. In fig. 9 is dit niet het geval. Als de ingangsspanningen daar 10 V zijn, zullen de spanningen op de ingangen van de tweede trap daar b.v. 4 V zijn. Zolang geen versterker is tussengevoegd, zal bij elke trap het verschil tussen de hoge en de lage spanning afnemen. Bij de NAND-techniek wordt echter in elke trap weer versterkt, zodat hier overal in een apparaat dezelfde spanningen optreden. Dit geeft ten eerste de mogelijkheid om ergens midden in een systeem een spanning af te takken en deze rechtstreeks voor een andere schakeling te benutten; bovendien is het storingzoeken in een dergelijk systeem veel eenvoudiger.

Er zou nog één bezwaar denkbaar zijn tegen het gebruik van deze techniek, nl. dat men meer transistors nodig zou hebben dan bij de conventionele techniek. Iedere trap bevat nu immers een omkeerversterker, terwijl men anders vaak pas na twee trappen versterkt (zie fig. 9); de NAND-techniek zou dus in het gebruik duurder kunnen zijn. Dit aspect is onderzocht door voor enkele praktijkgevallen (o.a. een digitale rekenmachine [4]) de ontwerpen in conventionele en in NAND-techniek te vergelijken. Het verwachte prijsverschil was weliswaar aanwezig, maar het was te gering om tegen de grote voordelen van de NAND-techniek op te wegen.

We kunnen de belangrijkste voordelen van het gebruik van de NAND-schakelingen als volgt samenvatten.

1) Uiteraard gelden ook hier de voordelen van de beperking tot stroomleverende schakelingen, waarbij vooral de hoge belastbaarheid van belang is.

2) Alle spanningen in het systeem zijn standaardspanningen; iedere uitgangsspanning kan dus op verschillende plaatsen worden gebruikt.

3) Voor het opbouwen van een bepaalde schakeling zijn in het algemeen minder eenheden nodig dan bij keuze van andere basisschakelingen, dus minder bouwstenen, minder kaarten met gedrukte bedrading, minder contactblokken, enz.

4) Door de beperking tot één soort schakeling zijn van de verschillende onderdelen waaruit een apparaat is opgebouwd niet alleen een kleiner aantal, maar ook minder verschillende typen nodig, zodat fabricage en reparatie eenvoudiger zijn en met een kleiner aantal reserveonderdelen kan worden volstaan.

Het zijn vooral de laatste twee voordelen die de NAND-schakeling ook economisch aantrekkelijk maken.

De wipschakeling en de impulspoort

We willen hier nog nader ingaan op de bistabiele wipschakelingen en de impulspoorten die in deze reeksen bouwstenen zijn toegepast. De wipschakelingen zijn zg. ontkoppelde wipschakelingen, zie *fig. 12*. Ze bestaan

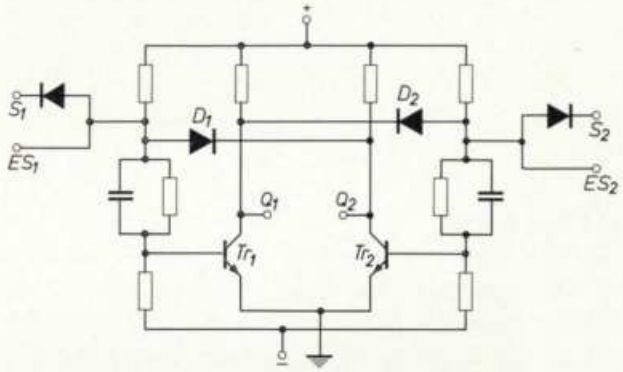


Fig. 12. Een „ontkoppelde" bistabiele wipschakeling van het type dat in de reeksen is opgenomen (bouwsteen FF10 uit de 10-reeks). De schakeling bestaat uit twee rondgekoppelde NAND-schakelingen. Men kan de schakeling doen omslaan door de *S*-ingang van de geleidende transistor op het lage niveau te brengen.

in feite uit twee NAND-schakelingen die rondgekoppeld zijn via de diodes D_1 en D_2. Deze diodes hebben twee functies: ten eerste ontstaat over elke diode een drempelspanning die storingen tegenhoudt, ten tweede vergemakkelijken ze het omslaan van de wipschakeling.

De drempelspanning is dezelfde als is besproken bij de algemene behandeling van de stroomleverende schakeling (blz. 51); de diodes D_1 en D_2 zijn in feite nl. scheidingsdiodes van stroomleverende schakelingen. De drempels verhinderen hier dat een negatieve impuls van de uitgang van de niet geleidende transistor op de ingang van de geleidende transistor komt, waardoor de wipschakeling zou kunnen omslaan. Aan deze „ontkoppelende" werking van de diodes is de naam van dit type schakeling ontleend. De ongevoeligheid voor storingen is bij een wipschakeling zeer belangrijk; slaat de wipschakeling om als gevolg van een stoorimpuls, dan blijft hij immers in deze foutieve stand staan ook als de storing voorbij is.

Men kan de wipschakeling heel eenvoudig laten omslaan door de ingang *S* (van het Engelse „set") aan de kant van de geleidende transistor, b.v. S_1 bij Tr_1, op het lage niveau te brengen. De basisspanning van deze transistor wordt dan negatief, de collectorstroom wordt dus nul, de spanning op de uitgang Q_1 stijgt, zodat Tr_2 nu gaat geleiden en door zijn lage uitgangsspanning Tr_1 gesloten houdt. De wipschakeling is daarmee in de andere stabiele toestand overgegaan. Indien geen ontkoppeldiodes worden toegepast, treedt de moeilijkheid

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/14/2023

op dat bij het omslaan niet alleen het punt S, maar ook de ingangen van alle schakelingen die op Q_2 zijn aangesloten, op aardpotentiaal moeten worden gebracht. Voor één wipschakeling gaat dat nog wel, maar indien men, wat vaak voorkomt, er een aantal tegelijk wil laten omslaan, kan dat een ongewenst hoge stroom vereisen en wordt de snelheid van het omslaan nadelig beïnvloed. De S-ingangen vertonen veel overeenkomst met de ingangen van een NAND-schakeling. Aan de ES-ingangen (E van expander) kunnen nog extra-diodes worden aangesloten, waardoor het aantal ingangen van een wipschakeling kan worden uitgebreid.

De bistabiele wipschakeling wordt veelal gebruikt in combinatie met poortschakelingen, de zg. impulspoorten, die ervoor zorgen dat een impuls de wipschakeling alleen kan laten omslaan als aan een bepaalde voorwaarde is voldaan.

Uitvoering van de impulspoort

De impulspoort bestaat in zijn eenvoudigste vorm uit een condensator, een weerstand en een diode; aan de basis van elk der beide transistors van een wipschakeling wordt een dergelijke schakeling aangesloten (*fig. 13*).

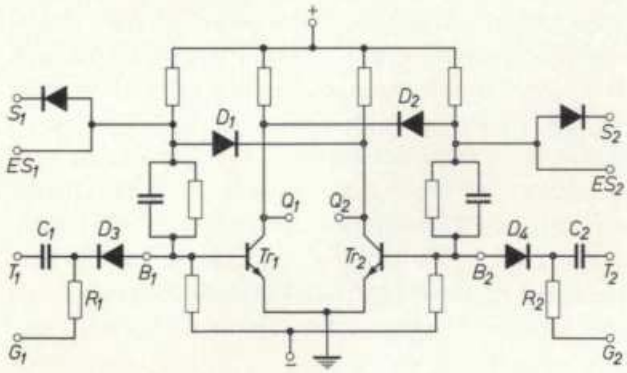


Fig. 13. De wipschakeling van fig. 12 met twee eenvoudige impulspoorten. G_1 en G_2 voorwaarde-ingangen. T_1 en T_2 trekkeringangen. B_1 en B_2 basisingangen van de wipschakeling.

We denken ons Tr_1 in de geleidende toestand en beschouwen de impulspoort die met deze transistor is verbonden. De basisspanning van Tr_1 is dicht bij het aardniveau; stel nu dat het punt G_1, de zg. voorwaardeingang, ook ongeveer op aardniveau is en T_1, de zg. trekkeringang, op het hoge niveau. De condensator C_1 heeft nu links positieve spanning en is rechts op aardniveau, en de diode D_3 staat in keerrichting. Treedt nu aan T_1 een negatieve spanningssprong (H $\rightarrow$ L) op, dan wordt de rechterzijde van C_1 even negatief, de diode gaat even geleiden en neemt daardoor de basisstroom van de transistor over, deze wordt een ogenblik stroomloos, en bij een juiste dimensionering van C_1 en R_1 duurt dit lang genoeg om de wipschakeling te doen omslaan. Gaan we echter uit van de situatie dat ook G_1 op de hoge spanning is, dan hebben beide zijden van C_1 de hoge spanning; bij een spanningsdaling op T_1 treedt nu wel een spanningsdaling op de rechterzijde van de condensator op, maar deze wordt niet negatief. De diode blijft dus dicht en de wipschakeling slaat niet om.

Bij een dergelijke wipschakeling kan men nu b.v. de beide trekkeringangen T_1 en T_2 vast verbinden met een klokimpulsbron, die met een bepaalde frequentie impulsen aan de ingangen toevoert. Door de spanningen aan de voorwaarde-ingangen G_1 en G_2 hoog of laag te maken, kan men dan de wipschakeling in een gewenste stand zetten. Men kan ook de voorwaarde uit de wipschakeling zelf afleiden, b.v. door elke voorwaarde-ingang te verbinden met de uitgang van de transistor waarop de desbetreffende impulspoort is aangesloten (dus G_1 met Q_1 en G_2 met Q_2). Worden de twee trekkeringangen nu onderling verbonden, en wordt hieraan een serie impulsen toegevoerd, dan slaat de wipschakeling bij elke impuls om. De schakeling werkt nu als deelschakeling (factor twee); dit is een belangrijke en veel voorkomende toepassing.

Ongeacht de spanningen die op de ingangen G en T staan, kan de wipschakeling in een bepaalde stand worden gezet door één van de S-ingangen op aardniveau te brengen. Dit wordt in hoofdzaak gebruikt om een schakeling in de nulstand te zetten.

De eenvoudige impulspoort heeft een aantal bezwaren, die het noodzakelijk maken voor de hier beschreven bouwstenen een ingewikkelder schakeling te ontwerpen [5]. Ten eerste veroorzaakt een verandering van de spanning van één van de ingangen T of G een stroomstoot door de andere ingang die in beide richtingen kan lopen. Dit kan voor de schakeling die op deze ingang is aangesloten ongewenste gevolgen hebben, die moeilijk te voorkomen zijn; bovendien is het strijdig met ons streven naar een systeem met slechts één soort belasting.

Een tweede bezwaar is dat de insteltijd van de schakeling sterk afhankelijk is van de voorgeschiedenis. Is b.v. enige tijd T op een lage en G op een hoge spanning geweest, dan is de condensator C geladen. Veranderen nu beide spanningen, dan duurt het zeer lang voordat de ladingstoestand van de condensator is veranderd en weer een stationaire toestand is bereikt. Verandert daarentegen slechts één van de spanningen, dan is deze insteltijd korter. Bovendien is het berekenen van de insteltijden moeilijk, door de invloed die de bedradingscapaciteit en de collectorweerstanden van sturende trappen kunnen hebben.

[4] Dit onderzoek is verricht door dr. N. C. de Troye van Philips' Natuurkundig Laboratorium, Eindhoven.

[5] Zie N. O. Sokal, Trouble spots in circuits, Electronic Design **12**, no. 23, blz. 32, 1964.

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/14/2023

Men kan deze bezwaren gedeeltelijk ondervangen door b.v. te eisen dat, als de spanning aan de voorwaarde-ingang moet veranderen, dit onmiddellijk gebeurt nadat een trekkerimpuls op de ingang T is gekomen (men noemt dit „synchroon bedrijf"). De kans dat de volgende trekkerimpuls verschijnt voordat de schakeling zich weer heeft ingesteld, is dan zo klein mogelijk. Dergelijke eisen kan men echter niet altijd stellen.

Genoemde bezwaren treden niet op bij de impulspoortschakeling van *fig. 14*, die in onze reeksen is toegepast. Het centrale punt in deze schakeling is weer een condensator C. De rechterkant van deze condensator wordt door de spanningsdeler op een spanning gebracht die dicht bij aardpotentiaal ligt. Als G en T beide op het hoge niveau zijn, is de linkerkant van de condensator op een hoge spanning. Indien nu de spanning op punt T een sprong vertoont van hoog naar laag, dan daalt de spanning aan de rechterkant van C gedurende een korte tijd onder aardpotentiaal, waardoor, op dezelfde wijze als bij de eenvoudige schakeling, de wipschakeling omslaat.

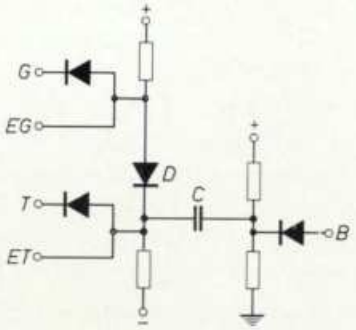


Fig. 14. De impulspoortschakeling die in de bouwstenen is toegepast. G voorwaarde-ingang. T trekkeringang. B wordt verbonden met de basisingang van een wipschakeling.

De condensator is alleen geladen in het geval dat zowel G als T op het hoge niveau is. Als G op aardpotentiaal is en T op het hoge niveau, is de diode D dicht, zodat de linkerkant van C door de negatieve spanning ongeveer op aardpotentiaal wordt gebracht. Brengt men nu de spanning bij T ook op aardpotentiaal, dan gebeurt er niets, want de diode bij T wordt net niet geleidend. De impulspoort is dus geopend als G op het hoge niveau is, en gesloten als G op het lage niveau is.

Het is duidelijk dat bij deze schakeling een spanningsverandering aan één van de ingangen T of G aan de andere ingang niet merkbaar is. Bovendien is de insteltijd bij het veranderen van de spanning in punt G nu uitsluitend afhankelijk van de grootte van de capaciteit en van de weerstandswaarden van de schakeling. Deze waarden kunnen zo worden gekozen dat de insteltijden bij openen en sluiten aan elkaar gelijk zijn. Men behoeft dus slechts met één insteltijd te werken, die exact berekend kan worden en die onafhankelijk is van de voorgeschiedenis.

De schakeling van de impulspoort volgens fig. 14 biedt nog een extra-mogelijkheid: men kan aan de ingang EG diodes verbinden parallel aan de diode bij G, waardoor op zeer eenvoudige wijze een EN-schakeling ontstaat. De impulspoort wordt nu alleen geopend als op *al* deze diodes de hoge spanning staat. Ook kan men een OF-functie realiseren, door parallelschakelen van enkele impulspoorten. Dergelijke mogelijkheden kunnen voor de praktijk zeer belangrijk zijn. Het aantal trekkeringangen van een impulspoort kan worden uitgebreid op dezelfde wijze als is beschreven bij de G-ingangen en bij de S-ingangen van de wipschakeling, nl. door het aansluiten van extra-diodes op het punt ET. De impulspoorten zijn als zelfstandige bouwstenen in de reeksen opgenomen, maar tevens zijn er wipschakelingen beschikbaar die reeds zijn voorzien van twee impulspoorten (*fig. 15*).

De overige bouwstenen van de reeksen

In tabel III is een overzicht gegeven van de verschillende typen bouwstenen in de 10-reeks. Hierbij is voor de ingangen de indeling toegepast die hierboven al is

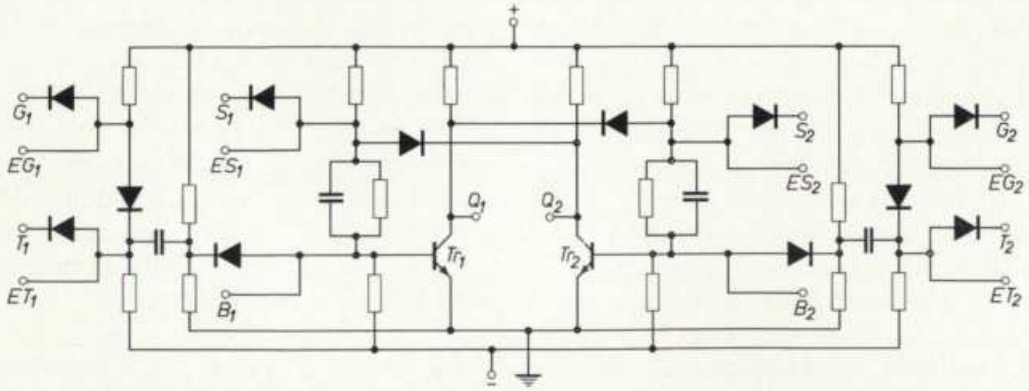


Fig. 15. Een bistabiele wipschakeling mèt impulspoorten; het geheel is in één bouwsteen gemonteerd (type FF12).

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/14/2023

besproken, nl. trekkeringangen van impulspoorten: *T*; voorwaarde-ingangen van impulspoorten en ingangen van NAND-schakelingen: *G*; en set-ingangen: *S*. De uitgangen van de bouwstenen zijn aangegeven met *Q*, of met Q_1 en Q_2 indien er twee zijn.

De 10-reeks bevat drie bouwstenen met een bistabiele wipschakeling (type-aanduiding FF naar de Amerikaanse naam flip-flop), waarvan één zonder en twee met impulspoorten, voorts zijn er drie bouwstenen met twee of vier impulspoorten (TG, trigger gate) en drie bouwstenen met twee NAND-schakelingen (GI, gate inverter). De overige bouwstenen van de 10-reeks zullen we hier kort aanduiden.

Een EN-schakeling met een niet-omkerende versterker (*GA*, gate amplifier). De belastbaarheid van deze schakeling is veel groter dan van de *GI*.

Twee schakelingen die een tijdvertraging geven. Beide bevatten een impulspoort en een monostabiele wipschakeling. Het type *OS* (one-shot multivibrator) geeft vertragingstijden van 4 µs tot 30 ms, het type *TU* (timer unit) langere tijden, tot 60 s. Beide schakelingen bereiken hun langste vertragingstijd door het toevoegen van een uitwendige condensator.

Een klokimpulsbron (*PD*, pulse driver), bestaande uit een impulspoort gevolgd door een monostabiele wipschakeling.

Een „Schmitt trigger", waarmee impulsen in de juiste vorm gebracht kunnen worden wat betreft steilheid en hoogte (*PS*, pulse shaper).

Twee verschillende uitgangsversterkers, een voor kleine vermogens (*RD*, relay driver) en een voor grotere vermogens (*PA*, power amplifier).

Een schakeling die de stand van een decade van een binaire teller decodeert en een decimale indicatorbuis stuurt (*ID*, indicator tube driver). Aangezien deze schakeling alleen bestemd is om door een teldecade te worden gestuurd, is hij niet in tabel III opgenomen. Op het paneel in fig. 2 zijn twee van deze bouwstenen gemonteerd te zamen met twee teldecades van elk vier wipschakelingen.

De 20-serie bevat dezelfde typen, alleen is daarbij de *GA* vervangen door een *GI* met een grote belastbaarheid, en voorts zijn er bouwstenen voor het sturen en uitlezen van geheugens en voor het verzenden en ontvangen van informatie via een kabel.

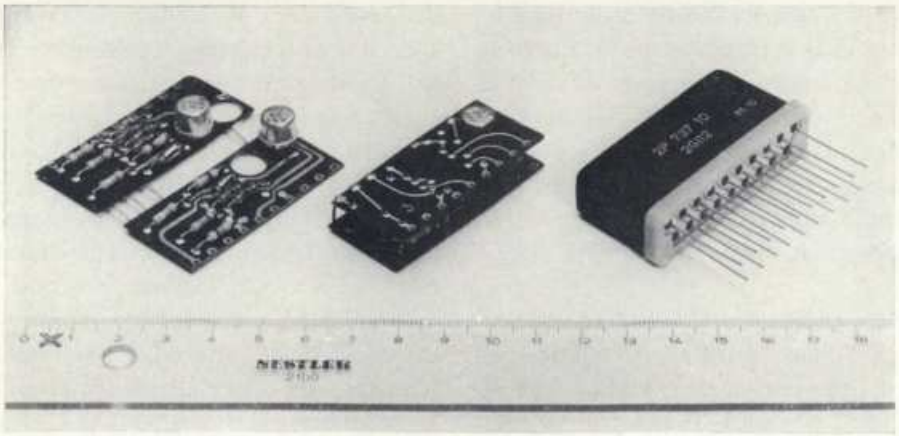


Fig. 16. Het inwendige van de bouwstenen. De schakeling is aangebracht op twee paneeltjes met gedrukte bedrading, die in samengevouwen toestand in een metalen huis worden gemonteerd dat is gevuld met een rubberachtige massa.

Het systeem van deze series omvat ook de voedingsapparaten, en tevens zijn een aantal standaardtypen van panelen met gedrukte bedrading verkrijgbaar alsmede rekken waarin de panelen kunnen worden geplaatst.

De uitvoeringsvorm van de bouwstenen

De inwendige constructie van de bouwstenen wordt getoond in *fig. 16* en *fig 17*. De onderdelen zijn gemonteerd op twee paneeltjes met gedrukte bedrading; de verbindingen tussen deze panelen worden met stevige brugdraden gemaakt. Vervolgens worden de panelen,

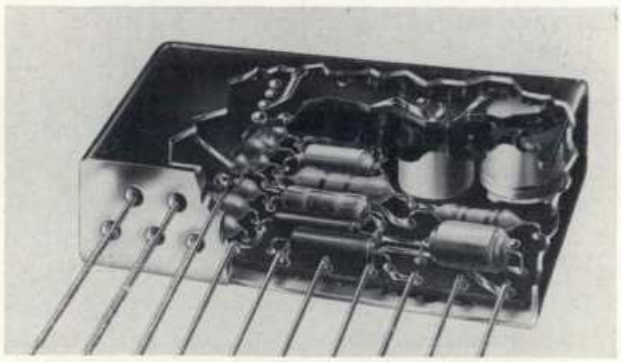


Fig. 17. Opengewerkte tekening van een bouwsteen. (In de huidige uitvoering heeft het afdekkapje waardoor de aansluitdraden naar buiten worden gevoerd een enigszins andere vorm.)

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/14/2023

voorzien van de nodige aansluitdraden, samengevouwen, waarbij een kunststofplaatje met gaatjes ervoor zorgt dat de beide rijen aansluitdraden in de juiste positie blijven. Dit geheel wordt dan in een metalen huis geplaatst dat tevoren met een vloeibare massa is gevuld. Deze vulmassa verhardt na korte tijd. Nadat het geheel is voorzien van een laag epoxyhars die verhindert dat vocht de bouwsteen binnendringt, wordt ten slotte een afdekkap van kunststof aangebracht. De tot een rubberachtige substantie verharde vulmassa verhindert onderlinge bewegingen van de onderdelen bij blootstellen aan schokken of trillingen, die het risico van breken van de aansluitdraden meebrengen, en zorgt tevens voor een goede warmteovergang naar de wand van de bouwstenen. Aangezien de schakelingen niet alle dezelfde omvang hebben, zijn de huizen in twee verschillende hoogten uitgevoerd; de afmetingen van een bouwsteen zijn $54{,}9 \times 14{,}7 \times 19{,}5$ mm of $54{,}9 \times 14{,}7 \times 27{,}0$ mm.

Enkele typen panelen met gedrukte bedrading waarop de bouwstenen kunnen worden gemonteerd, zijn ook in het systeem opgenomen, maar veelal zal de gebruiker deze toch zelf moeten ontwerpen. Bij de verdeling van de verschillende aansluitingen over de pennen van de bouwstenen is er echter zoveel mogelijk voor gezorgd dat de panelen niet te ingewikkeld behoeven te worden. Hiertoe zijn de aansluitingen in de volgende volgorde geplaatst: aan het ene einde de voedingsaansluitingen, daarnaast de *S*- en de *T*-ingangen. Deze punten kan men dus bereiken met geleiders langs de rand van het paneel. Naast de *T*-ingangen zijn de uitgangen geplaatst en aan het andere eind de *G*-ingangen. Er is op gelet dat punten die veelal moeten worden verbonden, na plaatsing van de bouwstenen op een paneel dicht bij elkaar komen. Door deze maatregelen is bereikt dat men meestal kruisingen op de panelen kan vermijden, zodat men met enkelzijdige gedrukte bedrading kan volstaan. Deze ogenschijnlijk triviale overwegingen hebben toch een belangrijke invloed op de ontwerpkosten van een apparaat.

Het ontwerpen van bouwstenen

Tot slot willen we nog in het kort ingaan op het ontwerpen van de schakelingen die we in de bouwstenen hebben toegepast. Om te bereiken dat de uitval tijdens de produktie binnen redelijke grenzen blijft, moeten de ontwerpen aan veel strengere eisen voldoen dan b.v. de ontwerpen voor de verschillende schakelingen van een radiotoestel.

De onderdelen waaruit een schakeling wordt opgebouwd, vertonen alle een bepaalde spreiding ten opzichte van hun nominale waarde. Voor ieder onderdeel wordt de grootste toelaatbare afwijking (tolerantie) op grond van allerlei factoren vastgesteld. Indien nu in een schakeling toevallig alle onderdelen waarden hebben met afwijkingen dicht bij hun tolerantie, en indien deze fouten het eindresultaat in dezelfde richting beïnvloeden, zal het resultaat zeer ongunstig zijn. Bij een schakeling die uit vele onderdelen bestaat (b.v. een radiotoestel), is deze kans zeer klein en behoeft men zich hierover weinig zorgen te maken. Bij een digitaal apparaat echter is dit heel anders. Aan de uitgang van iedere trap moet hier een standaardsignaal binnen een bepaalde tolerantie worden geleverd; elke trap moet dus „goed" zijn. Bovendien bestaat een dergelijke trap soms uit een schakeling met slechts vier à vijf onderdelen, zodat de kans op een samen optreden van de meest ongunstige waarden van deze onderdelen niet gering is.

Om deze reden volgt men bij het ontwerpen van digitale schakelingen vaak de zg. „worst case" methode [6]. Hierbij ontwerpt men de schakelingen zodanig dat ze nog goed werken zelfs als alle onderdelen de meest ongunstige waarde hebben (uiteraard wel binnen hun tolerantie). Er is dan dus geen kans op uitval bij de fabricage door de onvermijdelijke toleranties. Een consequentie van deze methode is wel dat de meeste schakelingen beter zijn dan berekend is, en dus ook beter dan nodig is, en dan ook haast altijd zeer veel beter. Dit wekt de indruk dat met de „worst case" methode toch niet de meest economische oplossing wordt bereikt.

Er is een andere methode mogelijk, nl. de „statistische" methode; hierbij accepteert men een kleine uitval. Deze methode kan echter alleen worden toegepast als aan enkele eisen is voldaan. Ten eerste mogen de spreidingen van de verschillende grootheden geen correlatie vertonen. Hieraan is wel voldaan indien het grootheden van verschillende onderdelen betreft, maar als het b.v. de stroomversterkingsfactor en de afsnijfrequentie van een zelfde type transistor betreft, is dit niet zo vanzelfsprekend.

Ten tweede moet de aard van de verdeling der afwijkingen bekend zijn. Hoewel altijd een nominale waarde en twee tolerantiegrenzen gegeven zijn, kan binnen deze grenzen de verdeling nog vele vormen hebben (*fig. 18*). De normale verdeling van fig. 18*a* treft men in de praktijk zelden aan. Vaak vindt men de verdeling van fig. 18*b*, met een top die niet bij een vaste waarde ligt, maar van plaats verandert gedurende de produktie van het onderdeel. Dit laatste vindt zijn oorzaak in het

[6] A. I. Pressman, Design of transistorized circuits for digital computers, Rider, New York 1959.
W. Roehr en J. Kane, Transistor flip-flops — worst-case design is your best bet, Electronic Design **11**: no. 23, blz. 58; no. 24, blz. 54; no. 25, blz. 60; 1963.
W. D. Ashcraft en W. Hochwald, Design by worst-case analysis: a systematic method to approach specified reliability requirements, IRE Trans. on reliability and quality control **RQC-10**, no. 3, 15-21, 1961.
W. Bongenaar en N. C. de Troye, Worst-case considerations in designing logical circuits, IEEE Trans. on electronic computers **EC-14**, 590-599, 1965.

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/14/2023

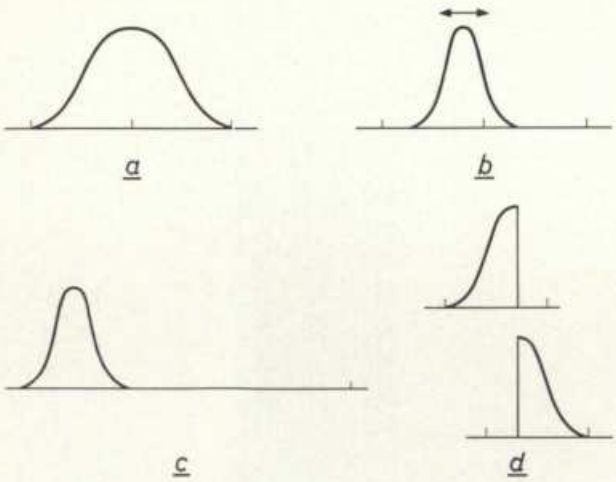


Fig. 18. De verschillende verdelingen die de waarde van een onderdeel kan vertonen binnen zijn tolerantiegrenzen.

feit dat het produktieproces pas wordt bijgesteld als de tolerantiegrenzen overschreden gaan worden. De verdeling van fig. 18*c* treft men wel aan bij grootheden die moeilijk te meten zijn. De fabrikant neemt dan de tolerantiegrenzen noodgedwongen zeer ruim en controleert met steekproeven of het produkt nog erbinnen ligt. Ook komt het veel voor dat de fabrikant een produkt in twee of meer groepen verdeelt door ergens op een willekeurige plaats een grens te stellen. Dan krijgt men b.v. twee afgekapte normale verdelingen (fig. 18*d*). De toestand wordt hier nog ingewikkelder als de top van de verdeling met de tijd verschuift, of als de fabrikant de selectiegrens verplaatst om meer of minder exemplaren van een van de typen te krijgen.

Het zal duidelijk zijn dat het met dergelijke verdelingen van de te verwerken onderdelen uiterst moeilijk is om geschikte gegevens voor een statistisch ontwerp te krijgen. Daar komt nog bij dat de methode zeer bewerkelijk is. Weliswaar kan men de berekeningen door een elektronische rekenmachine laten uitvoeren, maar alleen het programmeren van de rekenmachine vereist al meer werk dan het met de hand uitvoeren van een „worst case" berekening voor hetzelfde ontwerp.

Bij de bouwstenen die in dit artikel zijn beschreven, is slechts in een enkel geval de statistische methode toegepast, meestal is de „worst case" methode gevolgd. Hierbij is nog een extra-veiligheidsmarge aangehouden in verband met de veroudering van de onderdelen, zoals die met levensduurproeven is bepaald. Op deze wijze is gestreefd naar een maximale betrouwbaarheid ook op lange termijn, wat vooral bij toepassingen in de industriële sector van groot belang is.

Samenvatting. Digitale apparaten zijn samengesteld uit een groot aantal schakelingen van slechts enkele typen. Deze worden als pasklare eenheden vervaardigd in de vorm van bouwstenen, die gemakkelijk op panelen met gedrukte bedrading kunnen worden gemonteerd; zowel het ontwerpen als het monteren van een digitaal apparaat is met deze bouwstenen veel eenvoudiger en goedkoper geworden dan met conventionele onderdelen. In het artikel worden twee reeksen bouwstenen beschreven, de 10-reeks en de 20-reeks, die door de N.V. Philips worden gefabriceerd. Deze bevatten vrijwel alle in een digitaal apparaat voorkomende schakelingen, dus niet alleen wipschakelingen, impulspoorten en logicaschakelingen, maar ook de minder voorkomende zoals klokimpulsbronnen, tijdvertragingselementen, uitgangsversterkers, enz. De maatregelen worden besproken die zijn genomen om het combineren van deze bouwstenen tot een groter geheel zo eenvoudig mogelijk te maken. Hiertoe zijn de stromen en spanningen aan de in- en uitgangen van de bouwstenen in hoge mate gestandaardiseerd; evenzo de flanksteilheden bij de overgangen van de hoge naar de lage spanning en omgekeerd. De belastbaarheid van de bouwstenen kan men hierdoor met een zeer kleine belastingstabel beschrijven. Voor de logicaschakelingen hebben de gekozen principes tot gevolg dat alleen NAND-schakelingen worden toegepast; dit systeem wordt uitvoerig toegelicht. Tot slot wordt aandacht besteed aan het ontwerpen van de bouwstenen, waarvoor overwegend de zg. „worst case" methode is gebruikt.

Een techniek voor het opdampen van dunne en dikke lagen

De ontwikkeling van de technieken voor het opdampen van metalen of halfgeleiders heeft de afgelopen jaren geen gelijke tred gehouden met de toeneming van het gebruik van opgedampte lagen. Met de bestaande opdampapparaten kan men slechts over betrekkelijk kleine oppervlakten een gelijkmatige verdeling van het materiaal verkrijgen. Verder is de dikte van de laag die in één keer kan worden opgedampt, beperkt. Voor het opdampen van een dikke laag moet het proces dus vele malen worden onderbroken, wat, daar het opdampen altijd in vacuüm gebeurt, veel tijd kost. Men zou, b.v. voor het maken van geïntegreerde schakelingen [1], graag toestellen hebben waarmee men naar verkiezing zeer dunne lagen (minder dan 1 μm b.v. voor weerstanden) en dikke lagen

[1] Zie b.v. E. C. Munk en A. Rademakers, Geïntegreerde schakelingen met opgedampte dunne lagen, Philips techn. T. **27**, 141-151, 1965/66 (no. 5/6).

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/14/2023

(25 à 100 μm voor de contactstripjes) zonder onderbreking kan opdampen. Voorts zou men grote oppervlakten continu willen opdampen, b.v. bij het maken van gewikkelde condensatoren.

Wij hebben in dit laboratorium een methode ontwikkeld die in hoge mate aan deze verlangens tegemoet komt. Hierbij wordt tijdens het proces voortdurend materiaal gevoerd naar de plaats waar het verdampt, zodat het opdampen willekeurig lang kan voortgaan; het rendement van de methode is hoog.

De onderhavige techniek maakt gebruik van een verdampingslichaam bestaande uit een poreuze draad *E* van hoogsmeltend materiaal (*fig. 1*) met een lengte van ongeveer 30 cm en een diameter van 1 à 5 mm. Aan de bovenzijde is om deze verdamper een smeltkroesje *C* aangebracht, waarin het te verdampen materiaal tot iets boven zijn smeltpunt wordt verhit (koper b.v. tot ca. 1100 °C). Zodra ook de verdampingsdraad op een hoge temperatuur is gebracht — dit gebeurt door er een sterke stroom door te sturen, dissipatie 1000 à 2000 W —, zuigt de verdamper het vloeibare materiaal in zijn poriën op en mede door de werking van de zwaartekracht stroomt het materiaal via de verdamper uit de smeltkroes. Het materiaal verdampt nu terwijl het door de verdamper zakt. De temperatuur van de verdamper moet hiervoor hoog worden opgevoerd (bij Cu 1700 °C). Eventueel niet verdampt materiaal verzamelt zich onderaan op een opvangplaatje *P*. De substraten waarop het materiaal moet worden opgedampt, worden in een cilindervormige houder *H* rondom de draad opgehangen. Om een goede hechting van het materiaal op de substraten te krijgen, moeten deze vaak een vrij hoge temperatuur hebben (voor Cu op glas b.v. 300 °C); rondom de substratenhouder zijn daarom nog gloeidraden aangebracht.

Door een juiste keuze van de verschillende temperaturen kan op deze wijze over een grote afstand langs de verdamper een gelijkmatige opdamping worden bereikt. Aan het verdampingslichaam worden hierbij hoge eisen gesteld. Het moet enerzijds bij de toegepaste temperatuur poreus zijn voor het op te dampen materiaal, maar mag er anderzijds niet mee reageren. Verder moet het elektrisch geleidend zijn en een hoog smeltpunt hebben. Een dergelijke verdamper kan men b.v. vervaardigen door enkele draden van een geschikt metaal om elkaar heen te wikkelen.

In *fig. 2* is een opdampinrichting volgens dit principe afgebeeld die op een pomptafel is geplaatst en waarvan de verdamper en de smeltkroes heet zijn gestookt. In de substratenhouder zijn aan de achterzijde enige glazen plaatjes aangebracht waarop een laagje aluminium is opgedampt; hierin ziet men de verdamper weerspiegeld. De gloeidraden rondom de substratenhouder zijn niet aangesloten.

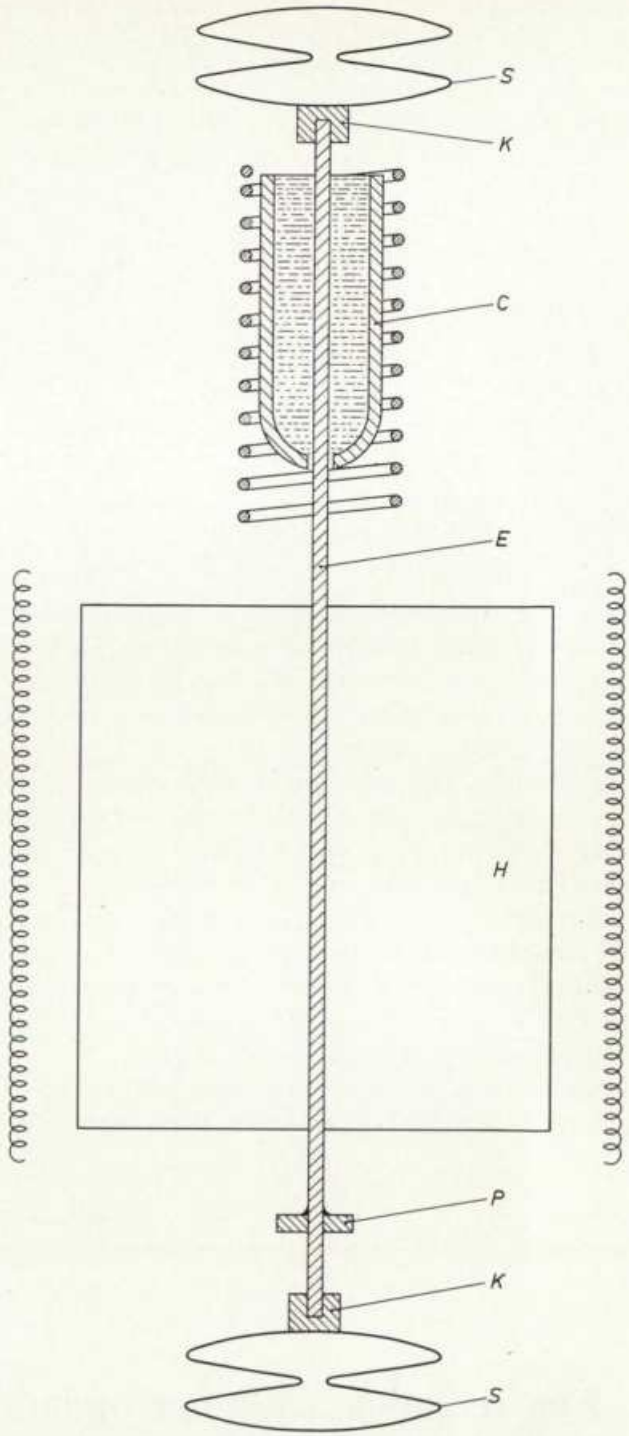


Fig. 1. Schets van de opdampinrichting. *E* poreuze verdampingsdraad (ongeveer 30 cm lang). *C* smeltkroes met het op te dampen materiaal; om deze kroes een weerstandselement voor de verhitting. *K* contacten waarmee stroom aan de verdampingsdraad wordt toegevoerd. *S* bladveren die de draad gestrekt houden. *H* substratenhouder, met eromheen een verwarmingsdraad. *P* opvangplaatje voor niet verdampt materiaal.

Tijdens het werkelijke opdampen wordt het gehele toestel nog omgeven met een aantal metalen hitteschermen, die op de foto zijn weggelaten.

Op deze wijze kunnen een groot aantal materialen worden opgedampt. We noemen hier b.v. Cu, Al, Au,

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/14/2023

Ag, Sb, Bi, Ge, Si. De hoeveelheid materiaal in de smeltkroes is voor de meeste toepassingen voldoende om een laag van de gewenste dikte op te dampen; eventueel kan nog een inrichting worden toegevoegd waarmee tijdens het opdampen materiaal, b.v. in de vorm van stukjes draad of korrels, in de kroes kan worden gebracht.

Er kunnen moeilijkheden optreden als de capillaire werking van de verdamper zo sterk is dat het materiaal te snel uit de kroes loopt. Een groot deel van het materiaal krijgt dan geen gelegenheid om te verdampen en hoopt zich onderaan de draad op. De verdamping kan dan nog wel iets worden bevorderd door de verdamper sterk te verhitten, maar dit gaat al gauw ten koste van de levensduur. Voor deze gevallen kan men twee varianten van de methode toepassen. Ten eerste kan men de kroes *onderaan* de verdamper plaatsen; het materiaal wordt dan in de verdamper omhoog gezogen en komt daarbij, juist door de sterke capillaire werking, zo hoog dat over een groot gebied een gelijkmatige verdamping optreedt. Ten tweede kan men het materiaal als het in de vorm van draad beschikbaar is, ook heel goed zonder smeltkroes aan de verdamper toevoeren. Men plaatst dan naast het bovenste deel van de verdamper een klos draad (*B* in *fig. 3*) en brengt het uiteinde van dit draad tegen de vooraf heet gestookte verdamper aan. Op die plaats smelt dan het materiaal en vloeit in de verdamper. Door nu het draad met behulp van een klein walsje *R* aan de verdamper toe te voeren, kan men de hoeveelheid materiaal die in de verdamper komt, volledig in de hand houden. De opstelling kan gedurende een lange periode automatisch werken als men het walsje met de juiste snelheid door een motortje laat aandrijven. Uiteraard moet het geheel zich bij de verdamper in de vacuümruimte bevinden.

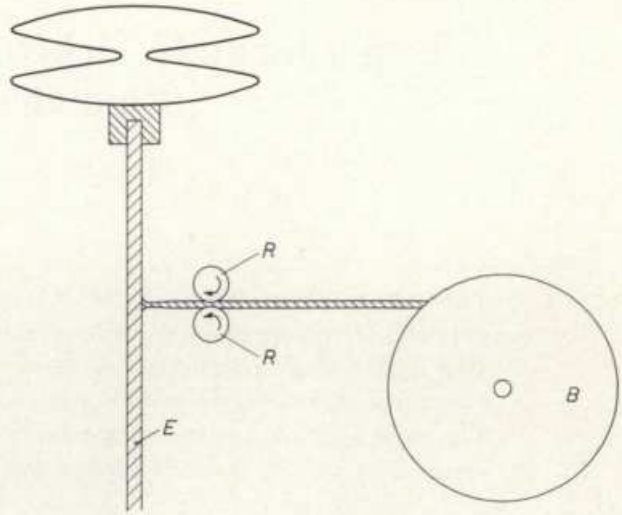


Fig. 3. Inrichting voor het toevoeren van draadvormig materiaal. *B* klos met draad. *R* walsje dat het draad naar de verdamper *E* voert.

Fig. 2. Een opdampinrichting op de pomptafel. Voor het maken van deze foto zijn wel de verdampingsdraad en de smeltkroes tot gloeien gebracht, maar de opstelling bevond zich niet in vacuüm, er werd dus niet opgedampt.

Bij de laatste variant behoeft de verdamper niet verticaal te staan; als het om bepaalde redenen nodig mocht zijn, zou ook een horizontale opstelling mogelijk zijn. Het toepassen van de methode in deze vorm is echter beperkt door de eis dat het materiaal in de vorm van draad beschikbaar moet zijn; in de meeste gevallen zal dan ook de smeltkroes worden gebruikt.

Ten slotte vermelden we ook nog de mogelijkheid om de verdampingsdraad, nadat hij is volgezogen met het te verdampen materiaal, als opdampbron te gebruiken in een andere opdampinrichting. De capaciteit is dan uiteraard beperkt.

J. J. A. Ploos van Amstel

J. J. A. Ploos van Amstel, medewerker van Philips' Natuurkundig Laboratorium, Eindhoven.

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/14/2023

Experimentele elektrostatisch gefocusseerde „Plumbicon" buizen

J. H. T. van Roosmalen

In de tot dusver ontwikkelde „Plumbicon" buizen, en ook in de meeste gewone vidicons, geschiedt het focusseren van de elektronenbundel op de voor licht gevoelige laag magnetisch, door middel van een lange spoel die om de buis geschoven wordt. Het heeft voordelen de focussering elektrostatisch te doen plaatsvinden. In onderstaand artikel wordt uiteengezet hoe in dit geval voldaan kan worden aan de eis dat de elektronen na de deflexie hun oorspronkelijke richting moeten hernemen opdat ze de gevoelige laag loodrecht naderen.

Elektrostatische focussering van de bundel; het „landen" van de elektronen op de gevoelige laag

In de tot dusver ontwikkelde „Plumbicon" buizen [1], en ook in de meeste gewone vidicons, wordt de elektronenbundel die de voor licht gevoelige laag aftast, magnetisch gefocusseerd. Behalve de spoelen voor de deflexie, is er ook nog een — veel grotere — spoel die ervoor zorgt dat de divergentie welke de bundel aan het begin vertoont, overgaat in een convergentie, en dat de diameter van de bundel in het vlak van de gevoelige laag zo klein mogelijk is.

Deze focusseerspoel is overbodig en het voor de focussering vereiste vermogen wordt nagenoeg tot nul gereduceerd als men de bundel niet elektromagnetisch maar elektrostatisch focusseert. Men heeft dan bovendien nog het voordeel dat bij het instellen van de focussering geen draaiing, vergroting of verkleining van het beeld kan optreden; vooral bij toepassing voor kleurentelevisie, waar de camera niet één buis bevat maar drie of vier, is dit een attractief punt. Ook kan in een elektrostatisch gefocusseerde buis de deflexie de focussering niet beïnvloeden.

Evenals bij magnetisch gefocusseerde buizen moet voldaan zijn aan de eis dat de bundelelektronen zich op het laatste deel van hun baan, waar ze zich in een remveld bevinden, evenwijdig met de as van de buis moeten bewegen; daartoe moeten de elektronen na de deflexie dus opnieuw van richting veranderen (*fig. 1*). Is aan deze eis niet voldaan, dan kunnen er verschillende stooreffecten optreden. In een magnetisch gefocusseerde buis kan men de gewenste baanvorm verkrijgen door de deflexiespoelen een zeer bepaalde plaats en het randveld van de focusseerspoel een zeer bepaalde vorm te geven. Extra-hulpmiddelen zijn dan niet nodig. In een elektrostatisch gefocusseerde buis daarentegen moet men er een speciale lens voor aanbrengen [2], de correctielens.

De genoemde stooreffecten zijn in hoofdzaak de volgende [3]. Het minst ernstige effect is, dat bij egale verlichting van de gevoelige laag plaatselijke variaties van invalsrichting een plaatselijke ongelijkheid in de uitgangssignalen veroorzaken. Dit komt doordat de potentiaal die een punt van de gevoelige laag bij het passeren van de bundel aanneemt, afhangt van de invalsrichting.

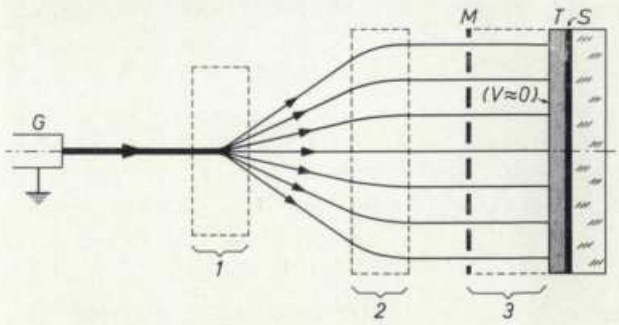


Fig. 1. Ideaal verloop van de elektronenbanen in een vidicon of „Plumbicon" buis (schematisch). *G* kanon, *M* gaas, *T* gevoelige laag, *S* signaalplaat. De potentiaal *V* van het oppervlak van de gevoelige laag is nagenoeg gelijk aan die van de katode van het kanon. Die van het gaas is enkele honderden volts hoger.
Afgezien van de divergentie van de bundel, bewegen de elektronen zich eerst langs de as van de buis. Daarna ondergaan ze in de ruimte *1* een zekere deflexie. In de ruimte *2* moet hun baan weer evenwijdig met de as worden, zodat in de ruimte *3* hun kinetische energie volledig gebruikt kan worden voor het overwinnen van het daar heersende remveld.

J. H. T. van Roosmalen, medewerker van Philips' Natuurkundig Laboratorium, Eindhoven.

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/14/2023

Ernstiger is dat scheve inval een zekere straalstroomtraagheid ten gevolge heeft, waardoor bewegende objecten een „staart" krijgen. Dikwijls varieert deze staart bovendien niet gelijkmatig van helderheid, maar periodiek („hekgolf"). Is de afwijking van de asrichting groot, dan kan het bovendien gebeuren dat de potentiaal van een deel van het oppervlak van de gevoelige laag zich niet op een vaste waarde instelt, maar laagfrequente oscillaties vertoont. Op een aangesloten beeldbuis ziet men dan geen stationair beeld, maar een deel ervan flikkert.

In *fig. 2* vindt men een schematische doorsnede van experimentele „Plumbicon" buizen met elektrostatische focussering waaraan wij onderzoek hebben verricht. De focussering vindt daarin plaats door middel van een unipotentiaallens, dat is een driedelige cilinder waarvan het middendeel zich op een veel lagere potentiaal bevindt dan de twee buitenste. Laatstgenoemde delen zijn te beschouwen als de twee delen van een doorgezaagde anodecilinder van een gewone „Plumbicon" buis. Deze elektrostatische focusseerlens neemt geen extraruimte in.

De correctielens werkt eveneens elektrostatisch en wordt gevormd door de derde elektrode van de focusseerlens (A_3) en de ring R met het gaas — dit treft men in alle „Plumbicon" buizen (en andere vidicons) aan; het moet ervoor zorgen dat het bovengenoemde remveld homogeen is. De potentiaal V_M van ring en gaas is hoger dan die van de elektrode A_3. De uitwendige afmetingen van de experimentele buizen volgens fig. 2 zijn geheel gelijk aan die van de „Plumbicon" buizen met magnetische focussering. De diameter van het gaas is zo groot gekozen als in laboratoriumbuizen mogelijk is (24 mm); de resultaten van het onderzoek aan deze proefbuizen kunnen gemakkelijk worden omgerekend op de praktisch bruikbare gaasdiameter.

De goede werking van een geheel als geschetst in fig. 2 is gebleken in hoge mate af te hangen van de plaats van de deflexiespoel en van de configuratie en de potentialen van de correctielens. In het hieronder volgende geven we een korte beschrijving van de berekeningen en experimenten die we dienaangaande hebben uitgevoerd. Daaruit is o.a. gebleken dat er praktisch bruikbare combinaties van de elektrisch en geometrisch relevante grootheden te vinden zijn waarbij het effect van de correctielens zeer bevredigend is. Wel treedt er een zekere vertekening op, maar er mag verwacht worden dat deze in voldoende mate gecorrigeerd kan worden, o.a. door gebruik te maken van het feit dat de deflexiespoel een vertekening van tegengesteld karakter kan geven.

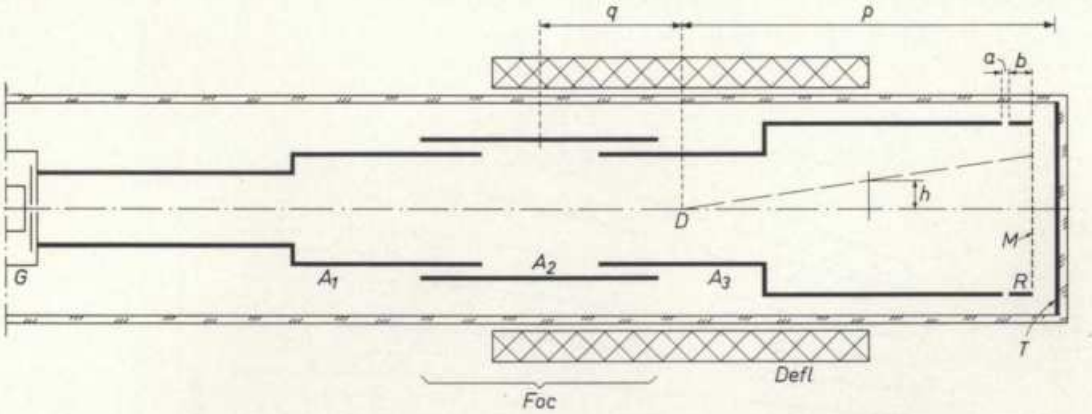


Fig. 2. Schematische doorsnede op ware grootte van experimentele elektrostatisch gefocusseerde „Plumbicon" buis. G, M en T hebben dezelfde betekenis als in fig. 1. De focusseerlens *Foc* bestaat uit de elektrodes A_1 en A_3 die zich op dezelfde potentiaal bevinden (300 V) en een wijdere A_2 daartussen die een lagere potentiaal heeft (unipotentiaallens). *Defl* deflexiespoel; de plaats hiervan is varieerbaar. D is het zg. deflexiepunt. De elektrode A_3 en de ring R (breedte b) met het gaas, die een nog hogere potentiaal hebben, vormen de correctielens.

Baanberekeningen

Het theoretische deel van ons onderzoek bestond in eerste instantie uit het met behulp van een elektronische

[1] Voor een beschrijving hiervan zie E. F. de Haan, A. van der Drift en P. P. M. Schampers, Het „Plumbicon", een nieuwe televisie-opneembuis, Philips techn. T. **25**, 277-295, 1963.

[2] Een dergelijke lens is het eerst toegepast in een magnetisch gefocusseerd vidicon door H. G. Lubszynski en J. Wardley (Instn. Elect. Engrs. Conf. Rep. Ser. No. 5, paper 4006 E, 1963) ter verbetering van het scheidend vermogen. Een eerdere toepassing in een elektrostatisch gefocusseerd vidicon vindt men beschreven in J. E. Kuehne en R. G. Neuhauser, J. SMPTE **71**, 772, 1962.

[3] Zie L. J. van de Polder, Target stabilization effects in television pick-up tubes, verschijnt binnenkort in Philips Res. Repts.

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/14/2023

rekenmachine berekenen van de potentiaalverdelingen in een vijftal denkbeeldige correctielenzen en van de banen die de elektronen daarin doorlopen [4]. Voor het berekenen van de potentiaalverdelingen is aangenomen dat het gaas de gevoelige laag volkomen afschermt, zodat de potentiaal ervan generlei invloed heeft op het veld in de lens. De berekeningen zijn voor iedere configuratie uitgevoerd voor een aantal verschillende gaasspanningen V_M. Voor de anodespanning V_{A3} werd in alle gevallen 300 V gekozen.

Uit de gevonden potentiaalverdelingen berekende de machine vervolgens voor ieder van deze gevallen het verloop van 48 elektronenbanen. Zowel voor de lens als voor de deflexiespoel werd met een beperkte invloedssfeer gerekend en er werden alleen posities van de deflexiespoel beschouwd waarbij beide invloedssferen geheel buiten elkaar lagen.

We hebben ons beperkt tot banen van elektronen die zich vóór het bereiken van de invloedssfeer van de deflexiespoel langs de as bewogen; de diverlende deflexies. De deflexie werd gekarakteriseerd door de hoogte h (*fig. 3*) waarop een afgebogen elektron, op een baan als hierboven bedoeld, de invloedssfeer van de correctielens zou binnengaan. Ten slotte werd er aangenomen dat alle elektronen bij het binnengaan van de werkingssfeer van de correctielens dezelfde kinetische energie hadden (eV_{A3}) en derhalve óók ter plaatse van het gaas (eV_M).

Uit de baanberekeningen volgt direct hoe groot in ieder der gevallen de hoek α is die de baanrichting ter plaatse van het gaas maakt met de as van de buis. Is deze hoek eenmaal bekend, dan kan men gemakkelijk berekenen hoe groot de snelheidscomponent v_n in de asrichting is en daaruit, door omrekenen van de kinetische energie $\frac{1}{2}mv_n^2$ in elektronvolts, de potentiaal V die de gevoelige laag aanneemt in het punt waar de desbetreffende elektronen erop terechtkomen. Deze potentiaal is immers zodanig dat de elektronen de laag nog maar net kunnen bereiken (*fig. 4*). Het verschil tussen de gevonden waarde van V en die voor een bun-

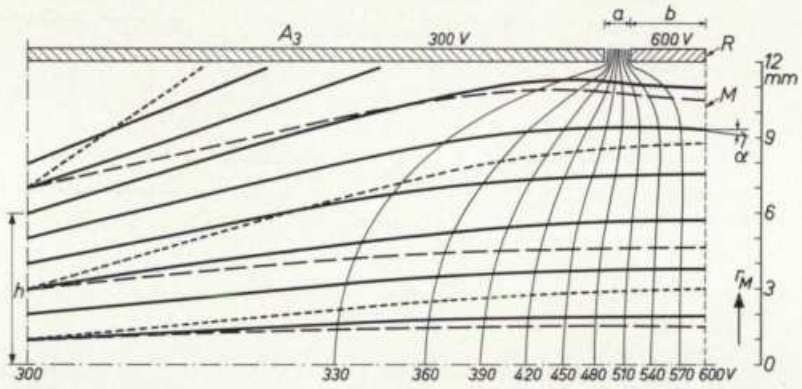


Fig. 3. Halve doorsnede van correctielens ($a = 1{,}0$ mm en $b = 3{,}0$ mm) met daarin getekend enige berekende equipotentiaallijnen (zie bijgeschreven potentiaal) en elektronenbanen. Deze banen worden doorlopen als de afstand p (fig. 2) 50 mm en de gaasspanning V_M 600 V bedraagt. De deflexie is gekarakteriseerd door de hoogte h waarop de elektronen de invloedssfeer van de lens binnengaan. Voor drie deflexies is ook getekend hoe de banen verlopen bij $p = 40$ mm (stippellijn) en bij $p = 60$ mm (streeplijn). r_M plaatscoördinaat op het gaas, α richtingsafwijking van een baan.

gentie van de bundel — die immers juist de focussering noodzakelijk maakt — is in de buizen volgens fig. 2 nl. klein genoeg om verwaarloosd te mogen worden: van iedere bundel is alleen de centrale baan beschouwd. Daarbij werd aangenomen dat deze baan over zijn gehele lengte in een plat vlak ligt dat door de as van de buis gaat.

De plaats van de deflexiespoel werd gekarakteriseerd door een punt op de as van de buis, het punt D (fig. 2) waar de afgebogen elektronen schijnbaar vandaan komen. Iedere serie van 48 banen bestond uit drie groepen van 16: er is gerekend met drie verschillende posities van D en bij iedere positie met 16 verschil-

$$e\{V_M - V(r)\} = \tfrac{1}{2}mv_n^2 \;;$$

$$e\{V(r) - V(0)\} = \tfrac{1}{2}mv_t^2 =$$

$$= \tfrac{1}{2}mv^2 \sin^2\alpha =$$

$$= eV_M \sin^2\alpha \,.$$

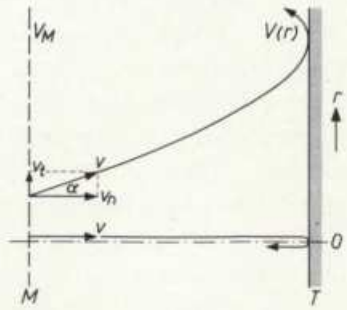


Fig. 4. In het remveld tussen het gaas en de gevoelige laag doorlopen de elektronen een paraboolbaan. De potentiaal $V(r)$ van een punt op deze laag — r is de radiale plaatscoördinaat — wordt bepaald door de kinetische energie die correspondeert met de axiale snelheidscomponent v_n van de desbetreffende elektronen ter plaatse van het gaas. Bij plaatselijk variëren van de hoek α varieert ook $V(r)$ („landingsfout").

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/14/2023

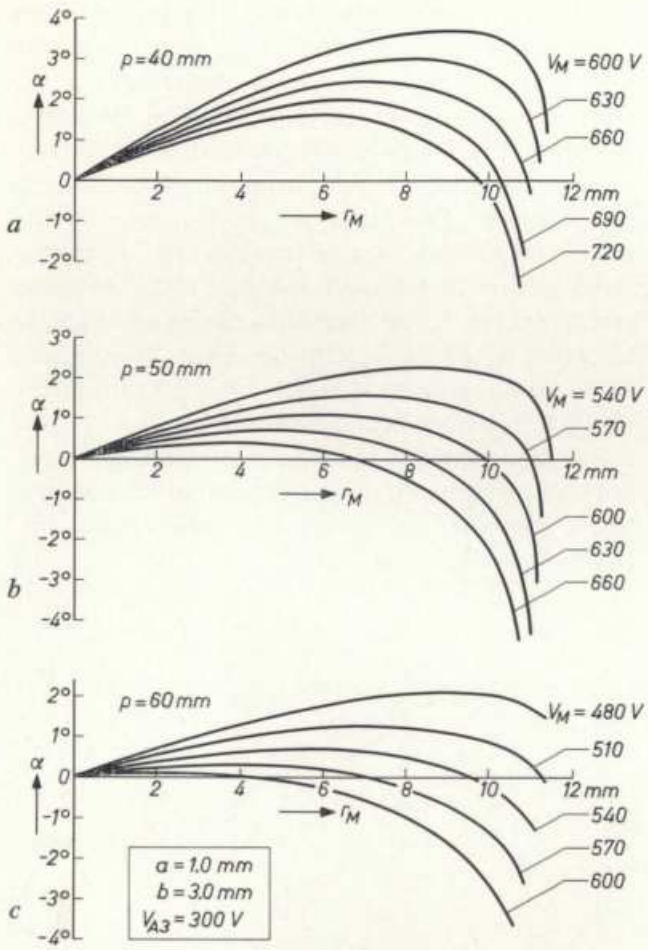


Fig. 5. Verloop van de baanrichting α met de plaats (r_M) op het gaas, voor een lens waarvan $a = 1{,}0$ mm en $b = 3{,}0$ mm en voor drie verschillende plaatsen (p) van de deflexiespoel (vgl. fig. 2 en 3). De krommen gelden voor de bijgeschreven waarden van de gaasspanning V_M. De hoek α is positief gerekend wanneer de radiale snelheidscomponent van de elektronen naar buiten gericht is (fig. 4).

del waarvoor $\alpha = 0$ is, bepaalt het verschil in de signalen die de buis afgeeft en wordt de landingsfout genoemd [5]. Dit verschil is, naar gemakkelijk valt af te leiden, gelijk aan $V_M \sin^2 \alpha$.

In *fig. 5* vindt men voor enige van de doorgerekende gevallen weergegeven hoe α varieert met de plaats op het gaas, d.w.z. met de afstand r_M tot de as van de buis. De drie grafieken hebben betrekking op een zelfde lensconfiguratie (en anodespanning V_{A3}), maar gelden ieder voor een andere positie (p) van het deflexiepunt. De curven van iedere grafiek gelden voor verschillende gaasspanningen V_M.

Fig. 6 geeft voor drie configuraties het verloop van de zojuist gedefinieerde landingsfout met de coördinaat r van de plaats op de laag, bij verschillende gaasspanningen V_M. (Fig. 6*b* heeft betrekking op dezelfde situatie als fig. 5*b*.)

Voor de beoordeling van de bruikbaarheid van een bepaalde combinatie moeten twee aspecten beschouwd worden: 1) de straal waarbinnen de landingsfout een acceptabele waarde heeft — d.w.z. niet groter is dan enkele volts — en 2) de maximale landingsfout in dit gebied. Beschouwen we b.v. fig. 6*b*, dan zien we dat voor $V_M = 660$ V de landingsfout in het gebied binnen $r = 7$ mm uiterst klein is: de maximumwaarde van de fout is daarin slechts 0,04 V. Toch is de situatie bij $V_M = 600$ V gunstiger, omdat daar de landingsfout in een veel groter gebied binnen redelijke grenzen blijft.

Zoals uit fig. 6 blijkt, is de landingsfout, behalve voor $r = 0$ (d.i. op de as), ook nihil voor één andere waarde van r; we noemen die r_0. De maximale landingsfout in het gebied $r < r_0$ zij F. Daar de landingsfout aan de rand snel met toenemende r toeneemt, is de waarde r_F van r waarbij de landingsfout opnieuw gelijk is aan

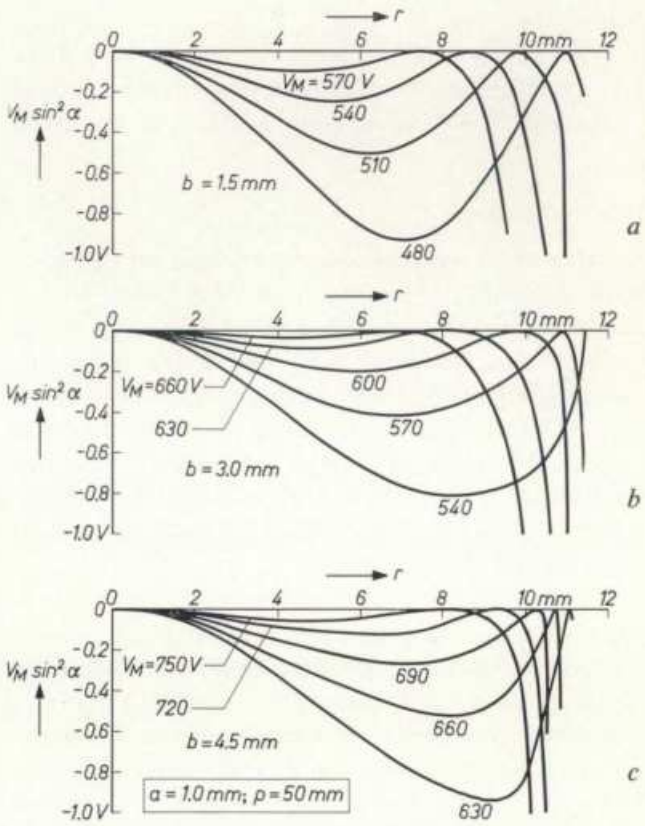


Fig. 6. Verloop van de landingsfout $V_M \sin^2 \alpha$ (in volts) met de plaats (r) op de laag, voor een deflexiepuntafstand $p = 50$ mm en voor de vermelde lensparameters a, b. De diverse krommen hebben betrekking op de bijgeschreven gaasspanning. Rondom de as is er een gebied waarin de fout bij geschikte gaasspanning vrij klein is en op één straal zelfs nul; daarbuiten neemt de fout snel toe.

[4] Het programma voor deze berekeningen is opgesteld door ir. C. Weber van dit laboratorium.

[5] Voor een uitvoeriger behandeling van het landen van de bundelelektronen op de gevoelige laag zie het aangehaalde artikel [3], of J. Castleberry en B. H. Vine, J. SMPTE **68**, 226, 1959.

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/14/2023

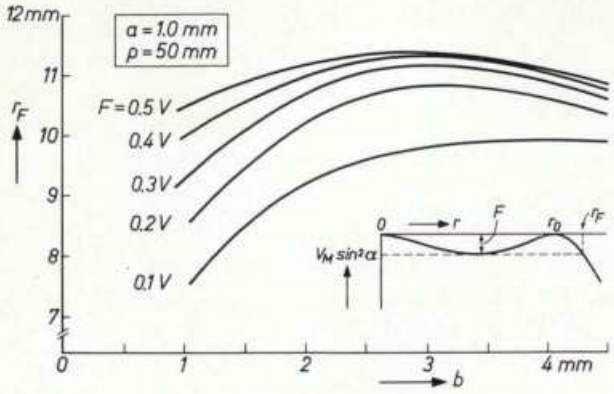


Fig. 7. De straal r_F van de cirkel waarop de landingsfout gelijk is aan het maximum F van de landingsfouten die op kleinere cirkels optreden (zie inzet), als functie van de lensparameter b. De curven gelden voor de bijgeschreven waarden van F. Er is een optimum bij $b \approx 3$ mm.

door de diverse elementen van de laag worden afgegeven. Men meet dan immers indirect de potentiaal in ieder punt van de laag; is er geen landingsfout, dan zijn de signalen overal gelijk (egaliteitsmetingen). Dergelijke metingen, waarvan de details aanstonds geschetst zullen worden, hebben we verricht aan elektrostatisch gefocusseerde „Plumbicon" buizen met zes verschillende configuraties voor de correctielens: de buizen verschilden in de breedte b van de ring die het gaas draagt (fig. 2 en 3), alle andere afmetingen waren gelijk. De wijdte a van de spleet tussen anode en ring was 1,0 mm, b varieerde van 1,5 tot 4,0 mm. Er werd gemeten bij $p = 40$ mm, 50 mm en 60 mm.

Aan deze metingen zijn enige voorbereidende proeven voorafgegaan. Zo is er onderzocht of het voordeel had de afstand a groter of kleiner te maken dan 1 mm. Dit bleek niet het geval te zijn.

F, een goede maat voor de straal van het bruikbare deel van de gevoelige laag. In *fig. 7* is voor $p = 50$ mm uitgezet hoe r_F varieert met b voor vijf verschillende waarden van F, die niet groter zijn dan 0,5 V. Voor 0,5 V $> F >$ 0,1 V is er een optimum bij waarden van b rondom 3 mm.

Ook voor $p = 60$ mm is er een optimum in die buurt. Verder is uit onze berekeningen gebleken dat bij gelijke landingsfout F de straal r_F groter is naarmate p groter is.

De vertekening

Hierboven werd reeds aangestipt dat het toepassen van een correctielens een zekere vertekening ten gevolge heeft. Ook deze vertekening, die tonvormig blijkt te zijn, varieert uiteraard met de lensconfiguratie, de aangelegde spanningen en de plaats van het deflexiepunt. Voor alle gevallen hebben we berekend hoe de relatieve vertekening verloopt met r_1, dat is de waarde van r_M die zonder vertekening zou moeten optreden. De resultaten van deze berekening vindt men samengevat in *fig. 8*.

Zoals men ziet, is de vertekening, evenals de landingsfout, geringer naarmate p groter is. Wat de invloed van b betreft, is er geen overeenstemming met het gedrag van de landingsfout: de vertekening is sterker naarmate b groter is, er is géén optimum. Dit laatste mag bij het beoordelen van de lensconfiguratie echter in eerste instantie buiten beschouwing blijven, daar de vertekening in principe gecorrigeerd kan worden.

Experimenteel onderzoek

De landingsfouten die in een bepaald geval optreden, kan men meten door de gevoelige laag gelijkmatig te verlichten en na te gaan hoe groot de signalen zijn die

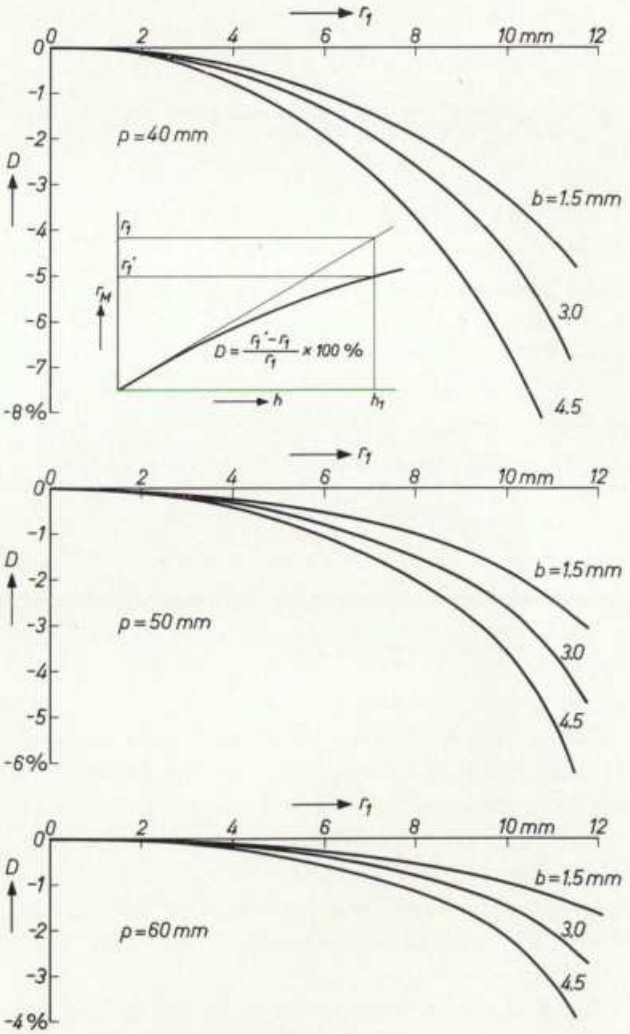


Fig. 8. De procentuele vertekening D in het vlak van het gaas als functie van de straal r_1 waarop de bundel het gaas zou passeren als er geen vertekening was (zie inzet; vgl. fig. 3). De grafieken gelden voor p resp. 40 mm, 50 mm en 60 mm, de curven gelden voor de bijgeschreven lensparameter b en de gunstigste daarbij voorkomende gaasspanning.

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/14/2023

Bij de eerste proefmetingen bleek verder dat de plaats van de deflexiespoel niet alleen invloed had op de egaliteit, maar, in de hoeken van het beeld, ook op de scherpte. Het bleek voor een goede scherpte noodzakelijk dat de invloedssfeer van de focusseerlens en de deflexiespoel geheel buiten elkaar liggen. (In de theoretische beschouwingen was daar, naar hierboven vermeld werd, reeds van uitgegaan.) Daartoe moest de afstand tussen het midden van de lens en het deflexiepunt (q in fig. 2) ten minste gelijk zijn aan de diameter van de lens.

Anderzijds bleek het verschuiven van de deflexiespoel in de richting van de correctielens, conform de uitkomst van de theorie, de gelijkheid van de uitgangssignalen en de vertekening ongunstig te beïnvloeden. Aan deze tegenstrijdige eisen — de deflexiespoel ver van de focusseerlens en tegelijkertijd ver van de correctielens — kon, zonder de lengte van de buis te veranderen, worden tegemoetgekomen door een stel deflexiespoelen te gebruiken dat wat korter is dan bij de „Plumbicon" buizen met magnetische focussering. Bij gebruik van deze spoelen — zie voor de lengte ervan fig. 2 — was het inderdaad mogelijk de afstand p in een redelijk groot gebied rondom $p = 50$ mm ongestraft te variëren.

Meetmethode en resultaten

De plaatsafhankelijkheid van de signaalstroom i_f van de zojuist genoemde „Plumbicon" buizen is op de volgende wijze onderzocht. Buiten de buis werd vlak voor het venster een patroon van draden geplaatst (afstand der draden 1 mm hart op hart, dikte 0,1 mm) waarvan de richting loodrecht stond op de aftastrichting. Aldus konden de verkregen signalen op eenvoudige wijze gecorreleerd worden met de plaats op de gevoelige laag. Afgezien van de schaduwen van de draden, werd het venster egaal verlicht. De signaalplaatspanning U werd op een veel lagere waarde ingesteld dan bij normaal gebruik van de buis — 2 V tegen anders 30 tot 50 V — opdat de verschillen in de potentiaal $V(r)$ van het oppervlak van de gevoelige laag (vgl. fig. 4) zo groot mogelijke relatieve verschillen in de signaalstroom i_f zouden opleveren.

Het verlichten geschiedde met rood licht, omdat de buizen bij zeer lage signaalplaatspanning voor deze lichtsoort de hoogste gevoeligheid vertonen. De deflexieamplitude van de elektronenbundel werd ca. 2× zo groot gekozen als de middellijn van de gevoelige laag, om de invloed van een eventuele niet-lineariteit zoveel mogelijk te reduceren. Zou de aftastende elektronenbundel alle elementen van de gevoelige laag niet met dezelfde snelheid passeren, dan zou dàt reeds een ongelijkheid in de signalen geven. Van de uitgangssignalen werden alleen die gemeten welke de buis afgaf als de elektronenbundel zich over een middellijn van de laag bewoog. Voor de gaasspanning werd dezelfde reeks waarden gekozen als bij de baanberekeningen.

Een alternatieve methode is die waarbij men de signaalplaatspanning geleidelijk van nul af laat toenemen en nagaat bij welke waarde ervan de verschillende plaatsen (cirkels) van het beeldscherm van een aangesloten beeldbuis licht gaan geven. De potentiaal van de signaalplaat is dan juist hoger geworden dan de potentiaal $V(r)$ die de afgetaste zijde van de gevoelige laag daar ter plaatse heeft aangenomen. Door deze wijze van meten elimineert men de invloed van de spreiding in de kinetische energie van de bundelelektronen. Bij de waarde van de signaalplaatspanning waarbij de beeldbuis juist oplicht, bereiken alleen de snelste elektronen uit de bundel van de opneembuis de laag. Maar die zijn het ook juist welke de potentiaal $V(r)$, en daarmee de landingsfout, bepalen. In de praktijk is gebleken dat de gebruikte methode, die gemakkelijker is toe te passen, nauwelijks minder nauwkeurig is.

In *fig. 9* vindt men als voorbeeld de resultaten van een serie metingen bij $p = 50$ mm. Zoals men ziet, is het gebied waarin $i_f / i_f(0)$ dicht bij 1,0 blijft (het bruikbare gebied), het grootst bij $b = 3{,}0$ mm. Ook bij $p = 60$ mm blijken de configuraties met b rond-

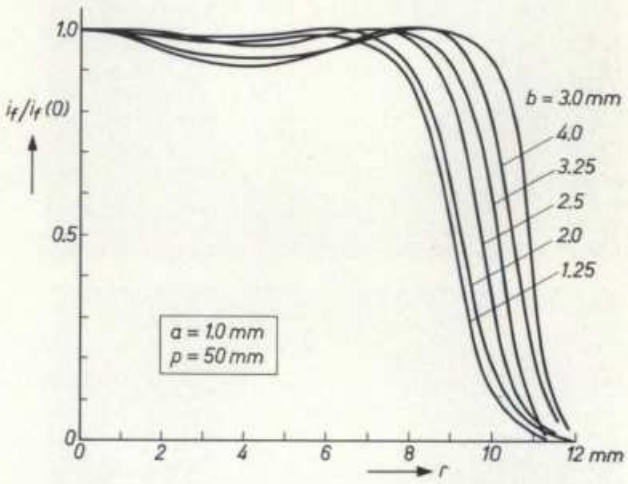


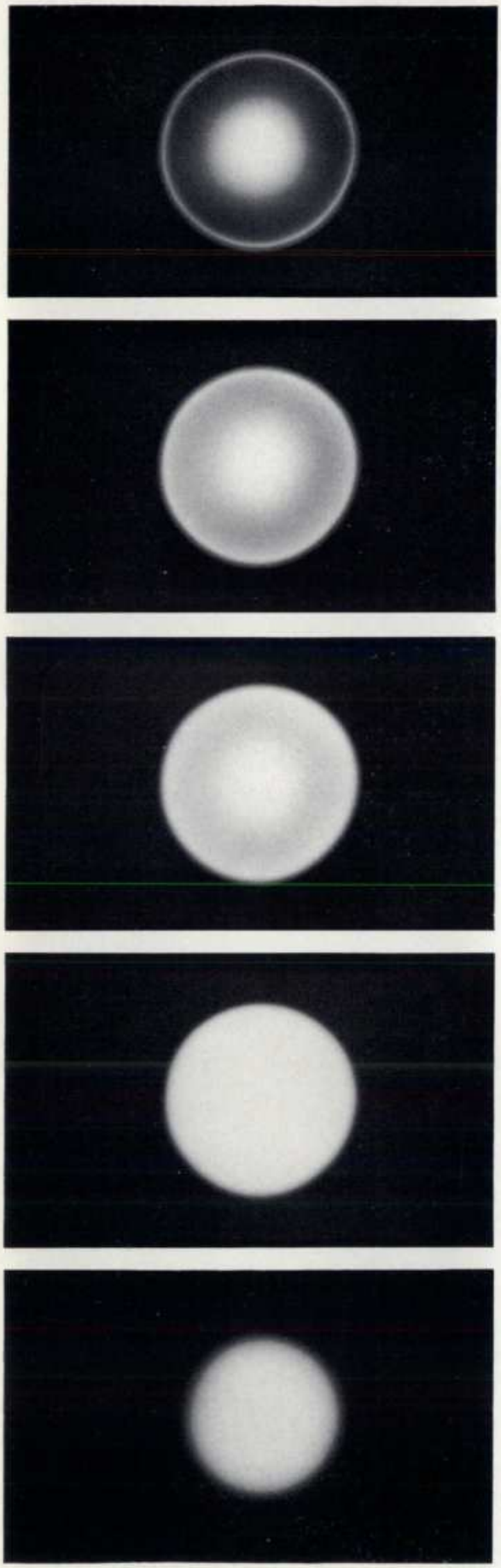
Fig. 9. Gemeten verloop van het uitgangssignaal i_f (genormeerd op de waarde voor $r = 0$) met de plaatscoördinaat r op de gevoelige laag, gevonden bij metingen langs een middellijn. De grafieken gelden voor lenzen met $a = 1{,}0$ mm en $p = 50$ mm. Bij $b = 3{,}0$ mm is de diameter van het bruikbare gebied het grootst.

om 3,0 mm het grootste bruikbare gebied op te leveren. Dit is geheel in overeenstemming met de theoretische resultaten (vgl. fig. 7).

Om een verdere vergelijking met de theoretische resultaten te kunnen maken, hebben we de maximale ordinaatsvariatie van het horizontale deel van de curven met behulp van de i_f-U-karakteristiek omgerekend in een landingsfout in volts. Bij $p = 50$ mm en $b = 3{,}0$ mm vindt men dan 0,3 V, bij $p = 60$ mm ongeveer

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/14/2023



0,15 V. Ook hierin is de overeenstemming met de theoretische waarden goed.

Fig. 10 geeft, kwalitatief, een fraaie demonstratie van de invloed van variatie van de gaasspanning bij een zelfde correctielens. Bij de berekeningen hebben we gevonden (vgl. fig. 6) dat de landingsfout in het algemeen niet alleen nul is op de as, maar ook op een ring daaromheen, en verder, dat opvoeren van de gaasspanning weliswaar tot een kleinere maximale landingsfout leidt — dus tot een betere beeldegaliteit —, maar op den duur de diameter van het bruikbare deel van de gevoelige laag doet afnemen. Dit stemt geheel overeen met wat de vijf opnamen van fig. 10 te zien geven.

Metingen omtrent de vertekening wijzen erop dat, ook wat dit aspect betreft, de berekeningen resultaten hebben opgeleverd die betrouwbaar zijn.

Samenvatting. In „Plumbicon" buizen en ook in gewone vidicons moeten de bundelelektronen zich in het homogene remveld tussen het gaas van de anodecilinder en de gevoelige laag in de asrichting van de buis bewegen. Na de deflexie moeten de elektronen dus hun oorspronkelijke richting hernemen. In elektrostatisch gefocusseerde buizen is dat te realiseren door het gaas op een aparte ring te monteren die met de naburige elektrode van de focusseerlens een afzonderlijke lens vormt. Er zijn aan experimentele elektrostatisch gefocusseerde „Plumbicon" buizen met verkorte deflexiespoelen berekeningen en experimenten gedaan omtrent de gunstigste dimensionering van deze lens (spleetbreedte, ringbreedte, spanningen). De resultaten stemden goed overeen. Er is een duidelijk optimum. Bij een gaasdiameter van 24 mm, een afstand van deflexiepunt tot gaas van 50 mm en een spleetbreedte van 1 mm was de gunstigste breedte van de ring 3 mm. De resultaten kunnen herleid worden op de praktisch bruikbare gaasdiameter. De correctielens veroorzaakt een zekere tonvormige — op de beeldbuis dus kussenvormige — vertekening, maar die kan gecorrigeerd worden.

Fig. 10. Foto's van het beeldscherm van een op een onderzochte „Plumbicon" buis aangesloten beeldbuis, ter demonstratie van de invloed van variatie van de gaasspanning op de landingsfout; plaatselijke verschillen daarin veroorzaken ongelijkmatigheid van het beeld. De signaalplaatspanning was zeer laag gekozen (2 V) zodat de ongelijkmatigheid zeer veel groter was dan bij normaal gebruik van de buis. De gaasspanning bedroeg, van boven naar beneden respectievelijk 540 - 570 - 600 - 660 - 720 volt. Verhoging van de gaasspanning leidt tot betere egaliteit, maar op den duur óók tot een verkleining van de diameter van het bruikbare deel van de gevoelige laag.

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/14/2023

Recente wetenschappelijke publikaties

Deze publikaties zijn afkomstig van medewerkers van laboratoria en fabrieken, behorende tot of samenwerkende met ondernemingen van het Philipsconcern, in het bijzonder van medewerkers van de navolgende research-laboratoria:

Philips' Natuurkundig Laboratorium, Eindhoven *E*
Mullard Research Laboratories, Redhill (Surrey), Engeland *M*
Laboratoires d'Electronique et de Physique Appliquée, Limeil-Brévannes (S.O.), Frankrijk *L*
Philips Zentrallaboratorium GmbH, Laboratorium Aken, Weisshausstrasse, 51 Aachen, Duitsland *A*
Philips Zentrallaboratorium GmbH, Laboratorium Hamburg, Vogt-Kölln-Strasse 30, 2 Hamburg-Stellingen, Duitsland *H*
MBLE Laboratoire de Recherche, 2 avenue Van Becelaere, Brussel 17 (Boitsfort), België. *B*

Van de meeste dezer publikaties zullen binnenkort overdrukken beschikbaar zijn. Men kan deze aanvragen bij het betrokken laboratorium (zie de codeletter) of bij de Administratie van Philips' Natuurkundig Laboratorium, Eindhoven.

R. Astor & J. Cayzac: Equipement pour liaison troposphérique utilisant la modulation d'amplitude à porteuse supprimée.
Acta electronica **9**, 241-254, 1965 (No. 3). *L*

E. M. N. Baldwin, J. C. Brice & E. J. Millett: A syringe crystal puller for materials having a volatile component.
J. sci. Instr. **42**, 883-884, 1965 (No. 12). *M*

Y. Beurel & G. E. Zaaijer: Equipements UHF de réception à faible bruit pour transmissions à grande distance.
Acta electronica **9**, 255-268, 1965 (No. 3). *L*

G. Blasse: New compounds of the AB_2O_6 type.
J. inorg. nucl. Chem. **28**, 1122-1124, 1966 (No. 4). *E*

G. Blasse: Polymorphism of Bi_2MoO_6.
J. inorg. nucl. Chem. **28**, 1124-1125, 1966 (No. 4). *E*

H. W. Bodmann & G. Söllner: Glare evaluation by luminance control.
Light and Lighting **58**, 195-199, 1965 (No. 6). *A*

P. F. Bongers & U. Enz: Metamagnetism of $NaNiO_2$.
Solid State Comm. **4**, 153-157, 1966 (No. 4). *E*

A. H. Boonstra & J. van Ruler: The adsorption of various gases on clean and oxidized Ge surfaces.
Surface Sci. **4**, 141-149, 1966 (No. 2). *E*

G. Bosch: Anisotropy of the electrical conduction of α-SiC single crystals.
J. Phys. Chem. Solids **27**, 795-796, 1966 (No. 4). *E*

C. J. Bouwkamp: Note on diffraction by a circular aperture.
Acta phys. polon. **27**, 37-39, 1965 (No. 1). *E*

A. Broese van Groenou: The compensation of positive and negative anisotropies in ZnNi and ZnLi ferrite.
Philips Res. Repts. **21**, 180-187, 1966 (No. 3). *E*

H. B. G. Casimir: On Einstein-Bose condensation.
Proc. Kon. Ned. Akad. Wetensch. **B 69**, 223-229,1966 (No. 2). *E*

B. H. Clarke: Resonance relaxation in $Mn_xFe_yO_4$ by slow relaxing manganic and ferrous ions.
J. Phys. Chem. Solids **27**, 353-362, 1966 (No. 2). *M*

C. Z. van Doorn: Recombination mechanisms for the "edge" emission in cadmium sulphide.
Philips Res. Repts. **21**, 163-179, 1966 (No. 3). *E*

W. F. Druyvesteyn: Magnetization curves and resistance transitions of superconducting lead alloys.
Thesis Eindhoven, 1965. *E*

C. Ducot: Les télécommunications à grande distance par faisceaux dirigés. Quelques aspects de leur évolution.
Acta electronica **9**, 211-214, 1965 (No. 3). *L*

C. Ducot: Problèmes de bruit liés à la transmission de signaux aux radiofréquences très élevées et aux fréquences optiques.
Acta electronica **9**, 215-226, 1965 (No. 3). *L*

C. Ducot: Systèmes de modulation utilisables dans les liaisons hertziennes à grande distance.
Acta electronica **9**, 227-240, 1965 (No. 3). *L*

P. Eckerlin & J. Liebertz: Darstellung und kristallographische Daten von $Bi_2Al_4O_9$-Einkristallen.
Naturwiss. **52**, 450, 1965 (No. 15). *A*

J. J. Engelsman, A. Meyer & J. Visser: Microdetermination of oxygen, carbon and water in inorganic materials using a carrier-gas technique.
Talanta **13**, 409-420, 1966 (No. 3). *E*

R. C. French: A wideband transistorized power amplifier.
Electronic Engng. **38**, 8-11, 1966 (No. 455). *M*

J. -M. Goethals: Analysis of weight distribution in binary cyclic codes.
IEEE Trans. on information theory **IT-12**, 401-402, 1966 (No. 3). *B*

G. E. G. Hardeman & G. B. Gerritsen: Displacement phenomena of boron acceptors in 6H SiC.
Physics Letters. **20**, 623-624, 1966 (No. 6). *E*

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/14/2023

J. Hasker: Calculation of lens action and lens defects of the post-acceleration region in oscilloscope tubes.
Philips Res. Repts. **21**, 196-209, 1966 (No. 3). *E*

B. R. Hearn: Mechanism of heat loss from ferrite storage cores in still air.
Electronics Letters **1**, 276-277, 1965 (No. 10). *M*

J. C. M. Henning & P. F. Bongers: Electron spin resonance of Mn^{2+} in Cs_3ZnCl_5.
J. Phys. Chem. Solids **27**, 745-747, 1966 (No. 4). *E*

J. Israël: A study of the thermoelectric properties of Pt/Ru alloys.
J. nucl. Mat. **18**, 272-277, 1966 (No. 3). *E*

T. Klein & J. R. A. Beale: Simultaneous diffusion of oppositely charged impurities in semiconductors.
Solid-State Electronics **9**, 59-69, 1966 (No. 1). *M*

S. R. de Kloet & P. J. Strijkert: Selective inhibition of ribosomal RNA synthesis in Saccharomyces carlsbergensis by 5-fluorouracil.
Biochem. biophys. Res. Comm. **23**, 49-55, 1966 (No. 1). *E*

F. A. Lootsma: Network planning with stochastic activity durations, an evaluation of PERT.
Statistica neerl. **20**, 43-69, 1966 (No. 1). *E*

S. J. Lowe: Calculators for use in Hall measurements.
J. sci. Instr. **42**, 908, 1965 (No. 12). *M*

M. H. van Maaren & G. M. Schaeffer: Superconductivity in group V^a dichalcogenides.
Physics Letters **20**, 131, 1966 (No. 2). *E*

J.-P. Mathieu: On the theory of perturbational optimal guidance of space vehicles.
Peaceful uses of automation in outer space (editor J. A. Aseltine), p. 567-570; Plenum Press, New York 1966. *B*

M. K. McPhun: Practical stability criterion for tunnel-diode circuits.
Electronics Letters **1**, 289, 1965 (No. 10). *M*

R. Memming & G. Schwandt: Anodic dissolution of silicon in hydrofluoric acid solutions.
Surface Sci. **4**, 109-124, 1966 (No. 2). *H*

L. Merten: Abgeschirmte piezoelektrische Potentiale um Versetzungen in piezoelektrischen Kristallen.
Z. Naturf. **21a**, 793-798, 1966 (No. 6). *A*

M. Monneraye & H. J. L. Trap: Effets de l'addition de TiO_2 sur les propriétés diélectriques des verres et des produits vitrocristallins du type Cabal.
VIIe Congrès Int. du Verre, Bruxelles 1965, publ. No. 107/III. 2. *E*

B. J. Mulder & J. de Jonge: Exciton diffusion and the photoconductivity spectrum of anthracene, pyrene and perylene.
Philips Res. Repts. **21**, 188-195, 1966 (No. 3). *E*

B. J. Mulder, J. de Jonge & G. Vermeulen: The photocurrent in anthracene crystals under illumination of the negative electrode.
Rec. Trav. chim. Pays-Bas **85**, 31-34, 1966 (No. 1). *E*

K. H. Nicholas: Studies of anomalous diffusion of impurities in silicon.
Solid-State Electronics **9**, 35-47, 1966 (No. 1). *M*

H.-J. Schmitt & G. Buchta: Approximate theory of the transversely magnetized reciprocal phase shifter.
Proc. IEEE **54**, 308-310, 1966 (No. 2). *H*

H. J. Schmitt & H. Zimmer: Fast sweep measurements of relaxation times in superconducting cavities.
IEEE Trans. on microwave theory and techniques **MTT-14**, 206-207, 1966 (No. 4). *H*

E. Schwartz: Wechsel der Bezugsimpedanzen bei Streu- oder Betriebsmatrizen.
Archiv elektr. Übertr. **20**, 357-364, 1966 (No. 7). *A*

L. A. Æ. Sluyterman: Amperometric argentometric titration of thiol groups in imidazole buffer.
Anal. Biochemistry **14**, 317-319, 1966 (No. 2). *E*

L. A. Æ. Sluyterman: Substrate binding by non-activated papain.
Biochim. biophys. Acta **113**, 577-586, 1966 (No. 3). *E*

F. A. Staas & W. F. Druyvesteyn: Flux flow in type-II superconductors with different field orientations.
Philips Res. Repts. **21**, 153-162, 1966 (No. 3). *E*

A. L. Stuijts: Keramische technologie.
Klei en Keramiek **16**, 35-39, 1966 (No. 2). *E*

D. R. Tilley: Cylindrical Josephson junctions.
Physics Letters **20**, 117-118, 1966 (No. 2). *M*

M. G. Townsend & O. F. Hill: Tetravalent cobalt ion in α-Al_2O_3.
Trans. Faraday Soc. **61**, 2597-2602, 1965 (No. 12). *M*

G. E. Zaaijer: Contribution à la théorie des amplificateurs paramétriques à résistance négative.
Acta electronica **9**, 269-291, 1965 (No. 3). *L*

Jaargang 28, 1967, no. 2 blz. 37-72 Verschenen 26 januari 1967

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!